

SÉRIE A, N° 2282

N° D'ORDRE :

3153

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HENRI DEVÈZE

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE MAGNÉTOSTRICITION STATIQUE ET DYNAMIQUE D'ALLIAGES FER-NICKEL AUSTÉNITIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 Juin 1949 devant la Commission d'examen.

MM. G. RIBAUD *Président.*

R. LUCAS }
E. ALLARD } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1949

THÈSES

FACULTÉ DES SCIENCES

Nom du candidat : **DEVÈZE.**

Prénoms : **Henri-Bertrand.**

Date de la soutenance : 10 juin 1949.

Numéro d'ordre : 3153. Série A, n° 2282.

DEVÈZE (Henri). — Etude de phénomènes de magnétostriction statique et dynamique d'alliages Fer-Nickel austénitiques. Paris, Masson, 1949. In-8°, 66 p., 18 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1949. Série A, 2282, N° 3153.

DEVÈZE (Henri). — Etude de phénomènes de magnétostriction statique et dynamique d'alliages Fer-Nickel austénitiques. Paris, Masson, 1949. In-8°, 66 p., 18 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1949. Série A, 2282, N° 3153.

DEVÈZE (Henri). — Etude de phénomènes de magnétostriction statique et dynamique d'alliages Fer-Nickel austénitiques. Paris, Masson, 1949. In-8°, 66 p., 18 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1949. Série A, 2282, N° 3153.

DEVÈZE (Henri). — Etude de phénomènes de magnétostriction statique et dynamique d'alliages Fer-Nickel austénitiques. Paris, Masson, 1949. In-8°, 66 p., 18 fig.

Th. Sc. Phys., Paris, 1949. Série A, 2282, N° 3153.

SÉRIE A, N° 2282

N° D'ORDRE :

3153

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HENRI DEVÈZE

1^{re} THÈSE. — ETUDE DES PHÉNOMÈNES DE MAGNÉTOSTRICITION STATIQUE ET DYNAMIQUE D'ALLIAGES FER-NICKEL AUSTÉNITIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 Juin 1949 devant la Commission d'examen.

MM. G. RIBAUD *Président.*

R. LUCAS }
E. ALLARD } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1949

PROFESSEURS

L. BLARINGHEM ..	T Botanique.	CHAUDRON.....	T Chimie.
G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	WYART.....	Minéralogie.
A. DENJOY	T Théorie des fonctions, et Topologie.	TEISSIER.....	T Zoologie.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et Géologie dynamique.	MANGENOT.....	T Biologie végétale.
E. DARMOIS	T Enseignement de Physique.	P. AUGER.....	T Physique quantique et relativité.
Robert LÉVY.....	T Physiologie comparée.	MONNIER	Physiologie générale.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	PIVTEAU.....	T Géologie.
Ch. JACOB	T Géologie.	ROCARD.....	T Physique.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	H. CARTAN.....	Calcul différentiel.
M. FRÉCHET.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	SCHAEFFER.....	T Physiologie des fonctions.
Mme RAMART-LUCAS.	T Chimie organique.	LAFFITTE.....	Chimie (P. C. B.).
FOCH	T Mécanique physique et expérimentale.	FAVART.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
PAUTHENIER.....	T Electrotechnique générale.	COULOMB	T Physique du Globe.
DE BROGLIE.....	T Théories physiques.	M ^{lle} COUSIN	T Biologie animale (P.C.B.).
JOB	T Chimie générale.	A. CHRÉTIEN.....	Chimie (P.C.B.).
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	P. DRACH	Zoologie.
COMBES.....	T Physiologie végétale.	KASTLER	Physique.
GARNIER.....	T Géométrie supérieure.	CHATELET	T Arithmétique et théorie des nombres.
PÈRÈS	T Mécanique rationnelle.	EPHRUSSI.....	T Génétique.
HACKSPILL.....	T Chimie minérale.	WURMSER	T Biologie physico-chimique.
LAUGIER	T Physiologie générale.	BAUER.....	T Chimie-physique.
TOUSSAINT.....	T Technique aeronautique.	RIVIÈRE.....	Géologie (P. C. B.).
M. CURIE.....	T Physique (P. C. B.).	GAUTHERET.....	Biologie Végétale (P.C.B.).
G. RIBAUD	T Hautes températures.	LUCAS	Physique.
CHAZY	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	MAX MORAND.....	Physique.
CROZE	T Physique théorique et Physique céleste.	ARNULF.....	Optique appliquée.
DUPONT.....	T Théories chimiques.	A. THOMAS.....	Evolution des êtres organisés.
VALIRON	T Calcul différentiel et calcul intégral.	SOLEILLET.....	Physique.
BARRABÉ	T Géologie structurale et géologie appliquée.	FORTIER.....	Mécanique expérimentale des fluides.
VAVON.....	T Analyse et mesures chimiques.	DANJON.....	T Astronomie.
G. DARMOIS	T Mathématiques générales.	FROMAGEOT.....	Chimie Biologique.
Jacques BOURCART.	Géographie physique et Géologie dynamique.	LAPORTE.....	Physique générale et Radioactivité.
AUBEL	T Chimie biologique.	JANET.....	Mathématiques générales.
M ^{me} JOLIO-CURIE.	T Physique générale et Radio-activité.	PEIT.....	T Biologie maritime.
PLANTEFOL.....	T Botanique.	QUENEY.....	T Météorologie et dynamique atmosphérique.
CABANNES	T Recherches physiques.	GALLIEN.....	Biologie animale (P.C.B.).
GRASSÉ.....	T Evolution des êtres organisés.	EICHORN.....	Biologie végétale (P.C.B.).
PRÉVOST.....	Chimie organique.	DE CUGNAC.....	Biologie végétale (P.C.B.).
BOULIGAND.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	LAVAL.....	Physique (P.C.B.).
		Mlle GAUCHOIS...	Chimie-Physique.
		THELLIER.....	Physique du Globe.
		AUDUBERT.....	Electrochimie.
		L'HÉRITIER.....	Génétique.
		GRIVET	T Radioelectricité.
		PONCIN	Mécanique des fluides.
		THIRY	T Mécanique appliquée.
		DUBREIL.....	Mathématiques générales.
		QUELET.....	Chimie (P. C. B.).
		JONG.....	Géologie.

Secrétaire... R. UNIV. CH. MONIER.

BIBLIOTHEEK

LEIDEN

A MONSIEUR LE PROFESSEUR PICHOT

Hommage de respectueuse reconnaissance.

HENRI DEVÈZE



A MON PÈRE

A MA MÈRE

ÉTUDE DE PHÉNOMÈNES DE MAGNÉTOSTRICITION STATIQUE ET DYNAMIQUE D'ALLIAGES FE-NI AUSTÉNITIQUES

Par M. HENRI DEVÈZE

INTRODUCTION

1. — Les dimensions des corps ferro-magnétiques varient avec l'aimantation. Réciproquement, ces mêmes corps, subissant une contrainte mécanique, présentent une variation de leurs propriétés magnétiques.

Le premier phénomène est la magnétostriction proprement dite, le second est la magnétostriction inverse.

L'influence de l'aimantation sur les dimensions d'un corps ferro-magnétique a été étudiée pour la première fois par Joule en 1842 qui observe pour le fer un petit allongement approximativement proportionnel au carré de l'aimantation.

Wiedmann en 1860 observe la torsion d'un fil sous l'effet d'un champ magnétique parallèle à son axe.

Mayer en 1873 trouve que cet allongement laisse subsister une déformation résiduelle.

Barret en 1874 découvre la contraction du nickel.

Bidwell en 1894 construit pour le fer, le cobalt, le nickel, les courbes de variation de la longueur pour un cycle complet d'aimantation avec ou sans contrainte mécanique.

Nagaoka et Honda en 1900 étendent leurs investigations sur un grand nombre de substances et utilisent des variations plus importantes de champ magnétisant. Alors que leurs prédécesseurs avaient étudié principalement le comportement de fils, ces savants mesurent les variations de longueur de barreaux et les changements de volume d'ovoides.

Le phénomène de magnétostriction inverse a été, lui aussi, étudié par de nombreux chercheurs :

Villari en 1865, Honda et Schimizu vers 1902 et plus récemment

Bukley et Mac Keehan (1925), Faurer en 1926 enfin, sur la variation de perméabilité de fils de nickel.

Les études de ces phénomènes statiques ont donc une origine assez éloignée.

Plus récentes sont celles effectuées sur les phénomènes dynamiques de magnétostriction qui ont lieu lorsqu'un corps ferro-magnétique est soumis à un champ alternatif.

Le nickel et ses alliages en particulier ont fait l'objet de nombreux travaux, tels ceux de Schulze (1938), et d'applications diverses :

Emission d'ultra-sons en vue des communications et des sondages sous-marins (dès 1917 par les belligérants).

Réalisation d'oscillateurs électriques stabilisés avec ou sans émission d'ultra-sons (Pierce, Bergmann).

Filtres passe-bande (Hall).

Mesure d'efforts mécaniques (Javonsky).

Détection de défauts dans les matériaux (Meyer, Buchmann).

L'étude que nous présentons s'applique à des alliages de fer-nickel austénitiques.

La première partie comprend la description d'appareils générateurs des phénomènes statiques et dynamiques de magnétostriction et celle des appareils de mesures.

La deuxième partie expose la conduite des expériences et des mesures.

Les moyens adoptés pour les mesures de magnétostriction statique sont variés : amplification mécanique des déformations, méthode rapide et peu précise (Nagaoka, 1900), interférences lumineuses (Schimizu, 1902), battements d'oscillateurs électriques (Schulze, 1928), méthode précise mais peu rapide.

Nous avons préféré la méthode interférentielle optique alliant précision et rapidité. Il importe que la température du métal étudié et de l'interféromètre reste constante pendant toute la durée des mesures.

Il semble que les auteurs qui nous ont précédé n'aient pas apporté le soin désirable à cette précaution cependant essentielle. Le lecteur pourra se rendre compte des dispositions prises à ce sujet.

L'étude des phénomènes statiques de magnétostriction constitue la troisième partie.

L'utilisation des phénomènes de magnétostriction dans l'émission de vibrations (généralement des ultra-sons) a fait l'objet de nombreuses réalisations. Les perfectionnements aux appareils émetteurs consistent principalement dans la réduction des pertes par courant de Foucault (bottes de fils et tubes fendus au lieu de barreau plein) ; le nickel est généralement employé.

Le choix d'un alliage, la valeur de la magnétisation préalable ou de l'amplitude du champ excitateur ne semblent pas avoir fait l'objet de recherches très systématiques.

L'étude des phénomènes dynamiques de magnétostriction constitue la quatrième partie de notre thèse; son but est d'établir les conditions optima d'utilisation des alliages austénitiques de fer-nickel.

Une étude théorique est présentée, reliant l'amplitude de la vitesse des oscillations des barreaux de fer-nickel, aux résultats des mesures statiques.

Enfin, l'analyse des résultats expérimentaux montre dans quelle mesure cette théorie s'applique et les conséquences pratiques qui en résultent.

Nous devons à M. Pierre Chevenard, directeur du laboratoire de recherches des aciéries de Commentry-Fourchambault, membre de l'Institut, les alliages étudiés, avec les teneurs et les traitements thermiques désirés.

Nous le remercions de son précieux concours et de l'intérêt qu'il n'a cessé de témoigner à nos recherches.

Nos recherches ont été effectuées au laboratoire de M. le Professeur Pichot, à la Faculté des Sciences de Toulouse.

M. le Professeur Pichot n'a ménagé ni son temps, ni sa peine pour nous fournir les moyens et les directives qui nous ont permis de poursuivre cette étude.

Nous exprimons toute notre gratitude à ce maître dévoué pour l'intérêt qu'il nous a témoigné et les précieux conseils qu'il nous a prodigués.

M. le Professeur Lucas a examiné notre manuscrit avec une bienveillance et un dévouement dont nous lui sommes particulièrement reconnaissant.

Nous prions messieurs les Membres de la Commission d'examen d'agréer l'expression de nos vifs remerciements pour l'honneur qu'ils nous ont fait en acceptant de faire partie de notre jury.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE PREMIER

Description des appareils pour l'étude de la magnétostriction statique

2. — L'étude des variations de longueur d'un barreau sous l'effet d'un champ magnétique uniforme et permanent nécessite :

A) Un appareil de mesure très sensible aux faibles variations de longueur de ce barreau.

B) La création et le contrôle d'un champ magnétique à variation très continue.

C) Une stabilité de température supérieure au 1/100 de degré.

A) APPAREIL DE MESURE DES VARIATIONS ΔL DE LONGUEUR. — Trois méthodes se présentaient à nous :

a) amplification mécanique et optique des déformations par un système de leviers et miroir (Nagaoka et Honda),

b) mesure des déplacements de franges dans un interféromètre relié au barreau,

c) mesure de la variation de fréquence d'un oscillateur dont la capacité d'accord est commandée par le barreau.

Les possibilités du laboratoire et l'attrait de la simplicité nous ont fait préférer le système interférométrique.

Les rayons lumineux issus d'une lampe à vapeur de sodium passent par un diaphragme, un premier prisme P à réflexion totale et tombent sur une lentille L, sous laquelle est situé le miroir M. Le diaphragme est au foyer de la lentille L. Les rayons réfléchis par le miroir M forment avec les rayons incidents, des anneaux de Newton (fig. 1).

Les rayons sortent de la lentille L, passent à travers un deuxième prisme P

à réflexion totale, mais dont la face verticale est convexe, en sorte que l'image réelle des anneaux se forme dans le plan du réticule R, ils sont ensuite examinés grâce à l'oculaire positif O.

Les qualités du système optique nous permettent d'évaluer le 1/4 de frange.

Aux extrémités du barreau étudié T, sont soudés deux manchons en laiton recevant d'une part le tube, également en laiton, portant le miroir M et d'autre part, celui qui est fixé par une vis de serrage à la partie inférieure de l'interféromètre.

La lentille L est montée sur une collerette en laiton dont la distance au miroir M est réglable au moyen de trois molettes de calage disposées au sommet d'un triangle équilatéral circonscrit à la lentille L.

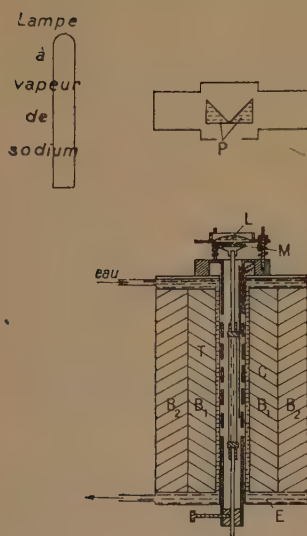


Fig. 1. — Appareil pour l'étude de la magnétostriction statique.

Les tiges filetées supportant cette collerette sont fixées dans un bloc de laiton circulaire; cette couronne, pesante, assure la stabilité de tout le système déjà décrit; au centre de cette couronne est un tube en laiton, perforé en sa partie médiane, de 20 mm. de diamètre et de 30 cm. de longueur; il relie la couronne à la vis de serrage du tube porte-barreau.

La position du miroir M est donc entièrement déterminée par rapport à la lentille L, la vis de serrage inférieure permet de mettre le miroir au contact de la lentille, et les molettes de réglage de celle-ci de l'éloigner jusqu'à apparition et centrage des anneaux.

Le montage que nous venons de décrire peut soulever deux objections :

1° Le miroir M est monté au sommet d'une verge en trois parties qui est sensible aux vibrations, les anneaux de Newton, peuvent être, de ce fait, difficilement pointés.

Nous avons essayé de guider le miroir par un spider très souple fixé ou à frottement doux, dans tous les cas l'appareil a manqué de fidélité.

Nous avons préféré sceller l'interféromètre dans un mur de refend, employer des tubes en laiton de 6 mm. de diamètre, conférant à la verge une période propre élevée, donc très différente de celles des vibrations issues du sol et opérant aux heures de moindre circulation; ces précautions se sont révélées très suffisantes.

2° Toutes les parties de l'interféromètre sauf le barreau étant en laiton, il y a, dans le cas d'une variation de température, des erreurs dues à la différence de dilatation du barreau étudié et de la partie de tube perforé correspondante. C'est là un inconvénient réel qui limite notre étude aux résultats obtenus à température ambiante et nécessite une stabilité parfaite de la température pendant les mesures; nous exposons plus loin les dispositions prises pour obtenir cette stabilité.

B) CRÉATION ET CONTRÔLE DU CHAMP MAGNÉTIQUE PERMANENT. — Le barreau est entouré par deux enroulements B_1 et B_2 .

La bobine B_1 , intérieure, est le solénoïde magnétisant (fig. 1), sa longueur totale utile est de 26 cm. et le champ magnétique longitudinal est de 100 œersteds par ampère. Son diamètre intérieur est de 30 mm. et son diamètre extérieur 80 mm., en sorte que l'action démagnétisante des extrémités peut être considérée comme négligeable tout le long des 12 cm. médians occupés par le barreau T, c'est ce que montre l'étalonnage opéré par la méthode du galvanomètre balistique et de la bobine exploratrice.

L'alimentation en courant continu de la bobine B_1 est assurée par une commutatrice M (fig. 2) à excitation partiellement réglable débitant 8 ampères maxima sous 24 volts.

Les extrémités de la bobine B_1 sont connectées à un potentiomètre lui-même en série avec deux rhéostats de 40 à 10 ohms ; ainsi, le courant est réglable de façon continue de 0 à 7,5 ampères.

Le circuit d'alimentation est complété par un inverseur qui permet, soit l'étude de la magnétostriction pour les deux directions de champ

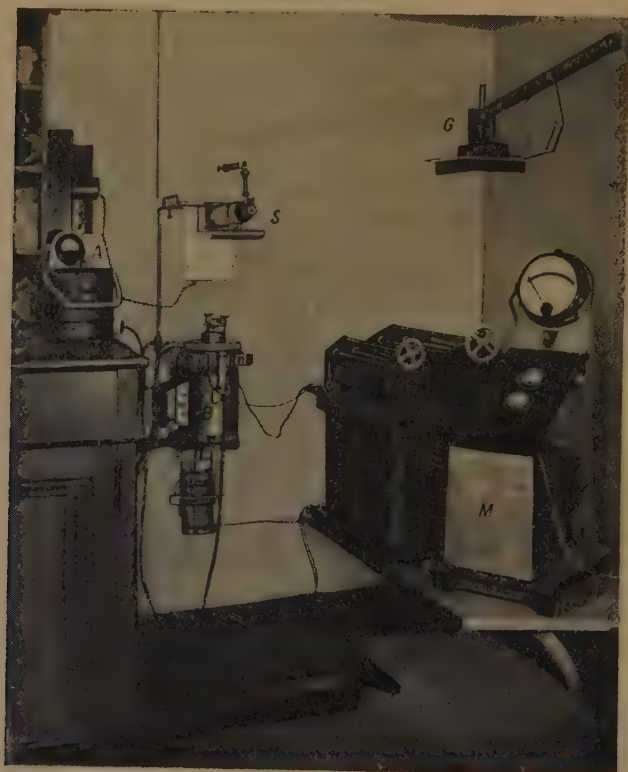


Fig. 2.

magnétisant, soit de s'affirmer sur un cycle d'induction au cas où l'étude ne s'applique pas à un barreau préalablement démagnétisé.

L'enroulement B_2 bobiné en fil plus fin, présente en son centre un champ magnétique de 150 œersteds par ampère ; ce champ est moins uniforme que le premier vu la dimension des faces terminales mais cela est négligeable, cet enroulement étant destiné à désaimanter le barreau.

L'alimentation de l'enroulement B_2 est faite avec un courant alternatif de 50 pps variant de 4 ampères à 0 au moyen d'un alternostat.

C) STABILISATION ET CONTRÔLE DE LA TEMPÉRATURE. — L'étude et l'exposé des mesures mettront en évidence la nécessité d'une grande stabilité de température.

Une installation permettant de réaliser et de maintenir constantes des températures très différentes était hors de proportion avec nos moyens, nous nous sommes limités à l'étude de la magnétostriction à température ambiante. De ce fait, les autres études de l'induction, du comportement en régime oscillatoire ont également été effectuées à la température ambiante.

Nous nous sommes donc appliqués à opérer à température très constante pendant toute la durée d'une série de mesures.

Le laboratoire où nous travaillons avait servi à M. le Professeur Mathias à des mesures de thermodynamique; il est conçu pour limiter au maximum les échanges de chaleur avec l'extérieur: les quatre murs ont une épaisseur de 48 à 54 cm., porte et fenêtres sont doubles.

Les irrégularités de température ambiante étant amorties, il restait à isoler le barreau des variations de température de l'enroulement magnétisant B_1 ; cet enroulement qui dégage de la chaleur par suite du passage du courant continu est isolé thermiquement du barreau par une chemise d'eau intéressant les joues et le tube central.

Une pompe assure une circulation d'eau de 5 litres par minute; cette eau est puisée dans un réservoir de 30 litres dont le contenu était depuis au moins 8 jours dans le laboratoire. Le circuit de l'eau se referme sur le réservoir après passage dans un radiateur formé d'un tube en laiton de 8 mm. de diamètre enroulé en spirale devant un ventilateur.

Les variations de température sont contrôlées au moyen d'un couple thermoélectrique (C, fig. 1) relié à un galvanomètre très sensible.

La soudure « chaude » est située au voisinage immédiat du barreau et couvre environ le $1/3$ médian; les fils du couple forment avec les fils de connexion en cuivre du galvanomètre, les deux soudures « froide », elles sont plongées dans deux éprouvettes remplies de pétrole, elles-mêmes plongées dans un vase de 3 litres rempli d'eau depuis longtemps à la température du laboratoire.

Le spot lumineux est l'image d'un filament rectiligne d'une lampe 6 V; il se forme après deux réflexions, sur une réglette placée au-dessous de l'oculaire d'observation des anneaux de Newton en sorte que l'opérateur qui les pointe, surveille simultanément les variations de température et les déplacements des anneaux.

La température est ainsi contrôlée à moins de $1/100$ de degré.

Sur la photographie n° 2 on peut voir :

au milieu : le système optique S avec l'oculaire d'observation des anneaux et la réglette du couple,

— la bobine magnétisante B,
ces deux parties scellées dans le mur,

à droite : en bas la commutatrice M et les rhéostats,
 en haut le galvanomètre G,
 à gauche : l'alternostat A.

3. Précautions et conduite des expériences. — Les variations relatives de longueur des barreaux ferromagnétiques observées sous l'effet d'un champ magnétique longitudinal, sont de l'ordre du millionième (millionième de la longueur). Nous avons décrit l'ensemble de contrôle de la température, laissant apparaître notre souci d'éviter les erreurs dues aux dilatations issues des élévations de température.

Il est nécessaire que le barreau étudié et l'ensemble qui le relie tant au miroir M qu'à la lentille L soient portés à la même température afin que la compensation des dilatations se produise ; dans ce but le tube reliant la lentille au serre-tige a été perforé.

Les variations de température sont très lentes ; si nous admettons que la chaleur qui réussit à traverser la chemise d'eau atteint, grâce aux perforations, le barreau T, la variation de distance du miroir M à la lentille L due à une élévation de température est égale à la différence de dilatation du barreau et de la longueur correspondante de tube en laiton.

Si l_0 est la longueur du barreau,
 a_1 le coefficient de dilatation linéaire d'un barreau Fe-Ni,
 a_2 le coefficient de dilatation linéaire du laiton,
 la variation relative Δl de la position du miroir est :

$$\Delta l = l_0 \Delta t (a_2 - a_1)$$

avec $l_0 = 123$ mm., $a_2 = 1,84 \cdot 10^{-3}$, $a_1 = 1,70 \cdot 10^{-3}$ à température ambiante,

avec $\Delta t = 1/100$ de degré $\Delta l = 0,17$ micron,

ce qui correspond, avec la radiation de sodium utilisée : $5889 \text{ \AA}$ à un déplacement de $1/2$ anneau.

Nous voyons donc par cet exemple où a_1 est voisin de a_2 , que même avec la sensibilité dont nous disposons pour la mesure de la température, nous commettons une erreur appréciable ; elle serait inadmissible dans le cas des alliages fer-nickel voisins de 36 o/o (invar).

Nous avons donc préféré opérer à température pratiquement constante pendant toute une série de mesures.

La masse de cuivre des bobines B_1 et B_2 ainsi que les 30 litres d'eau de circulation constituent un volant thermique important.

La série des mesures $\Delta l = f(B)$ pour un cycle de l'induction magnétique, le courant magnétisant variant de -6 à $+6$ ampères, dure 2 minutes.

Partons d'un barreau dont le cycle a été accommodé quelques

heures avant ; sans effectuer de mesures décrivons 4 de ces cycles en 8 minutes.

Dix minutes après la fin des opérations nous décelons une élévation de température de l'ordre de $1/100$ de degré, au voisinage du barreau ; nous pouvons admettre que cette température reste cependant constante dans les premières minutes d'opération. S'il en est ainsi, les déformations longitudinales pour les premiers cycles sont parfaitement accommodés au point de vue des déformations. Après les deux premiers cycles nous constatons un glissement des cycles des déformations par magnétostriction, dû aux effets de l'élévation de température.

Cette vérification expérimentale s'étend *a fortiori* aux mesures dans le cas d'un barreau initialement désaimanté, puisqu'il n'est procédé qu'aux mesures de déformations pour un courant ne variant qu'une seule fois de 0 à 6 ampères.

Nous opérons de la façon suivante :

1° Le barreau, muni de ses embouts en laiton, est disposé entre les deux tubes porte-barreau et porte-miroir ; par réglage du serre-tige, le miroir est appliqué à la lentille L ; les trois molettes du porte-lentille nous permettent de centrer les anneaux de Newton et d'observer le 2^e groupe correspondant à la radiation $5889 \text{ \AA}$.

Le léger échauffement dû à la manipulation fait défiler dans l'oculaire de nombreux anneaux.

2° Avant de décrire une courbe de première aimantation, nous désaimantons le barreau ; celui-ci s'échauffe par courants de Foucault et pertes par hystérésis. Quelques heures d'attente sont nécessaires pour que la chaleur issue des opérations 1 et 2 soit dissipée.

3° Deux heures au moins avant le début des mesures, le groupe de circulation de l'eau est mis en marche ; nous rappelons que cette eau est déjà à la température du laboratoire.

4° Toutes ces précautions étant prises et après avoir constaté qu'aucun anneau ne se déplace, nous procédons aux mesures.

Un premier observateur pointe les anneaux et commande le courant magnétisant.

Un deuxième lit le courant et consigne les résultats.

Outre l'avantage de la rapidité, ce procédé procure l'indépendance des observateurs et une grande objectivité des résultats.

En résumé, il est indispensable d'avoir un appareil très fidèle et une température constante, nous pensons que :

- a) le choix du laboratoire,
- b) la constitution de l'appareil,
- c) le mode opératoire,

répondent à ces nécessités et confèrent à nos résultats un crédit certain.

CHAPITRE II

Magnétomètre.

Mesure de l'induction.

L'induction du barreau est mesurée au moyen d'un magnétomètre.

La bobine magnétisante B (figure 2 bis), a 25 cm. de longueur, 150 mm. et 18 mm. de diamètres extérieur et intérieur.

L'intensité du champ magnétique très uniforme dans les 15 cm.

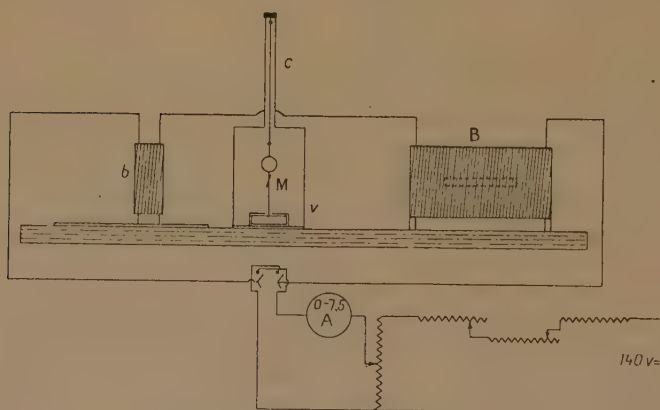


Fig. 2 bis. — Magnétomètre.

B : bobine magnétisante.

b : bobine compensatrice.

M : barreau du magnétomètre.

a : amortisseur à air.

v : cage de verre.

c : fil de coton.

médians est de 135 œersteds par ampère. Les barreaux de 123 mm. de longueur sont placés dans cette région de champ uniforme.

La bobine compensatrice *b* comprend 50 spires de 35 cm² de section moyenne en série avec celles de la bobine magnétisante. Elle est montée sur glissières afin de rendre plus aisé et plus stable le réglage, il consiste, en effet, à réaliser dans la région occupée par le petit aimant du magnétomètre, un champ égal et opposé à celui créé par la bobine magnétisante seule.

Le magnétomètre comprend un barreau d'acier aimanté de 4 mm.

de longueur et de 0,5 mm. de diamètre, solidaire d'un miroir concave de 75 cm. de distance focale, et d'un amortisseur à air; cet ensemble est supporté par un fil de cocon de 28 cm. de longueur et placé à l'intérieur d'une cage vitrée.

L'amortisseur à air *a* est fait d'un rectangle de papier de 50 mm. $\times$ 10 mm. tournant autour de son petit axe de symétrie, dans une boîte cylindrique de section légèrement supérieure. La stabilité d'un amortissement par l'air est très supérieure à celle obtenue avec de l'eau ou de l'huile.

Le magnétomètre et les bobines B et *b* sont montées sur un bâti massif; les axes des bobines coïncident et passent par le petit aimant du magnétomètre.

Un barreau d'acier, horizontal, reposant sur un aimant permanent (alliage « Alnico ») fournit un champ directeur très constant.

L'alimentation en courant continu est réglée par 3 rhéostats en série avec un potentiomètre dont un des ponts est monté en shunt à l'entrée de la bobine magnétisante et à la sortie de la bobine compensatrice.

La variation de l'intensité du courant magnétisant est très continue, la commutation de sensibilité de l'ampèremètre s'effectue sans ouverture du circuit.

La présence de lignes de tramways, d'éclairage et de force motrice, nous ont fait observer des déplacements du zéro de l'ordre de 1 o/o de la graduation totale.

Nous avons opéré pendant la nuit.

Le courant magnétisant est mesuré par le même ampèremètre que celui de la bobine magnétisante de l'interféromètre, pour les mesures de striction.

CHAPITRE III

Description des appareils pour l'étude des phénomènes dynamiques de magnétostriction.

5. — Les barreaux de nickel et ses alliages, déjà étudiés au point de vue des déformations longitudinales et de l'induction sous l'effet d'un champ magnétique longitudinal permanent, vont être soumis à l'action d'un champ magnétique alternatif superposé à un champ continu.

Nous appellerons désormais champ excitateur le champ alternatif et *champ magnétisant*, le champ continu.

Les vibrations des barreaux seront ensuite contrôlées quant à leur amplitude relative et à leur fréquence.

Une telle réalisation nécessite deux circuits accordés. Nous avons préféré séparer les fonctions pour obtenir avec un seul circuit accordé les mêmes avantages de stabilité et l'absence d'harmoniques.

Le pilote est donc constitué par une triode de 6C5 dont le circuit oscillant est seul utilisé, la plaque étant alimentée à travers une simple résistance de 25 000 ohms.

Quatre jeux de selfs nous permettent de couvrir sans trou une étendue de fréquences comprise entre 4 000 et 50 000 pps.

Le condensateur d'accord de 1/1 000 de μfd comporte en parallèle une capacité variable de 1/20 000 de μfd ; nous obtenons ainsi une démultiplication électrique du réglage, plus souple qu'un système mécanique.

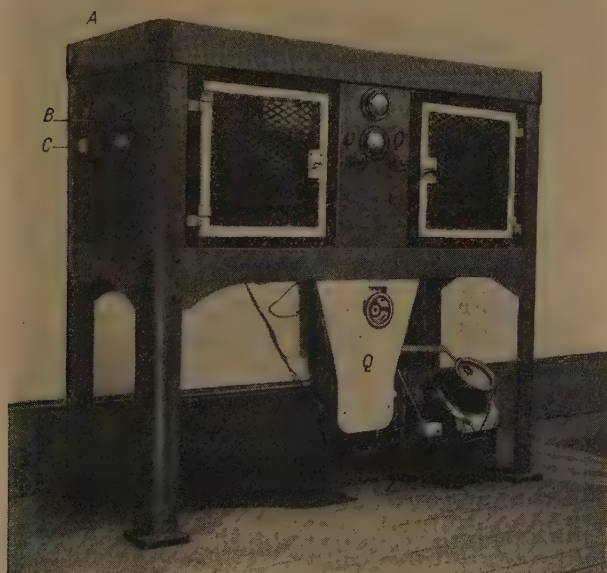


Fig. 4.

b) *Etage tampon*. — La tension sinusoïdale obtenue au point A (fig. 3) du circuit oscillant, de l'ordre de 30 à 80 volts suivant la fréquence, est divisée dans le montage potentiométrique A-B-C ; la résistance A-B de 500 000 ohms assure une complète indépendance du circuit oscillant quelle que soit la position de la prise potentiométrique. Le potentiomètre B-C commande la 6J7, c'est lui qui, au

total, commande l'excitation de l'étage final; il constitue donc le réglage de la puissance délivrée par la station.

Nous voyons donc que deux réglages suffisent pour préparer une mesure :

- réglage de la fréquence au pilote,
- réglage de la puissance au potentiomètre B-C.

La photographie (4) montre :

A commande du condensateur de $1/1\ 000$ de μfd .

B commande du condensateur de $1/20\ 000$ de μfd .

C commande du potentiomètre B-C.

c) *Etage amplificateur*. — La pentode 6J7 précédente ne peut attaquer utilement l'étage final; nous avons disposé, commandé par cette dernière, un étage amplificateur de 40 watts.

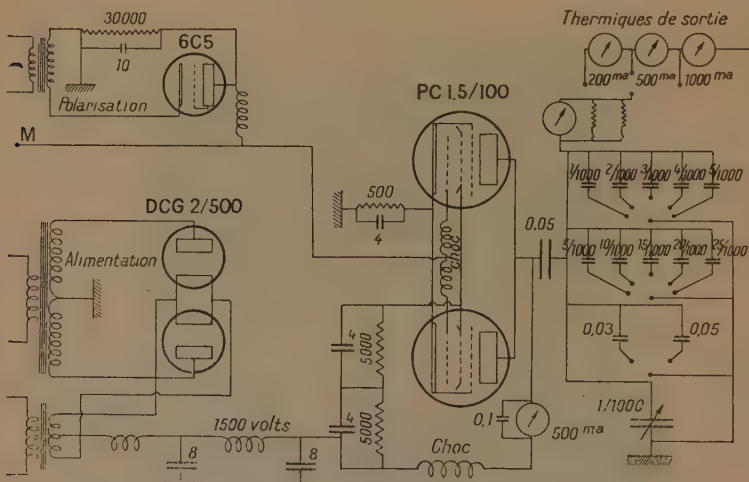


Fig. 5. — Station de 400 watts. Etage de puissance.

La pentode 6J7 est montée en amplificatrice apériodique avec une self de choc dans son circuit d'anode; elle délivre une tension sinusoïdale de 300 volts maxima suffisante pour commander à fond l'étage final, point M (fig. 3).

d) *Etage final*. — La figure 5 montre le schéma de montage de cet étage : deux pentodes PC 15/100 de 200 watts chacune, de puissance dissipée sont montées en parallèle; la polarisation est mixte, par la résistance cathodique de 500 ohms et le bloc où figure la triode 6C5; l'alimentation en tension est obtenue par redressement d'une tension alternative $1\ 800 \times 2$ volts au moyen de deux valves à

vapeur de mercure DCG 2/500; après filtrage nous obtenons 1 500 volts continus appliqués aux anodes à travers une self de choc; un condensateur fixe de 0,05 μ fd isolé à 12 000 volts assure le couplage au circuit accordé de sortie.

e) *Circuit de sortie.* — Il comprend :

a) L'enroulement excitateur qui sera décrit avec l'émetteur d'ultrasons,

b) les capacités d'accord Q (fig. 4),

c) les ampèremètres thermiques de contrôle.

Les capacités d'accord comprennent : un condensateur variable dans l'huile et un jeu de condensateurs fixes ainsi qu'il est figuré (fig. 5) qui assurent une variation continue de 0,3/1 000 à 50/1 000 de μ fd.

Les ampèremètres thermiques au nombre de quatre sont montés en série avec la bobine excitatrice :

Le premier à fil chaud est toujours en circuit et des shunts adaptent sa sensibilité; il est peu précis, mais sa déviation rapide permet de dégrossir les réglages et d'augmenter la rapidité des mesures; les trois autres sont des appareils à couple thermoélectrique plus précis mais de déviation plus lente. Ils sont introduits dans le circuit d'après le courant à mesurer; leur sensibilité est respectivement : 200 mA, 500 mA et 1 ampère (T fig. 8).

En effectuant les lectures dans la région la plus favorable de leur déviation l'erreur maxima commise dans la mesure du courant d'excitation est de 3 0/0 environ.

f) *Alimentations.* — Le pilote, l'étage tampon, et de puissance sont alimentés de façon classique; la haute tension de 350 volts continus est appliquée en totalité à l'étage amplificateur et réduite à 250 volts pour le pilote et l'étage tampon.

Nous avons décrit l'alimentation en tension de l'étage de sortie avec ce dernier; signalons qu'un autotransformateur d'entrée nous permet d'obtenir suivant la puissance désirée, 900, 1 200 ou 1 500 volts continus.

En résumé, nous disposons d'une station débitant dans la bobine excitatrice un courant réglable de 0 à 1 ampère et de fréquence comprise entre 400 et 50 000 pps.

Trois manœuvres suffisent :

a) réglage de la fréquence du pilote,

b) mise en résonance du circuit de sortie,

c) réglage de l'excitation pour obtenir la puissance désirée.

B) ALIMENTATION EN COURANT CONTINU. — Une batterie d'accumulateurs 140 volts 50 A. H. au cadmium-nickel fournit le courant continu magnétisant.

Le pôle négatif est réuni à la masse du générateur de 400 watts et le tout mis à la terre.

Le pôle positif est relié aux bobines magnétisantes à travers quatre rhéostats, un ampèremètre et une self de choc (fig. 6).

Cette self de choc empêche la tension H. F. développée dans les bobines magnétisantes, tant par induction que par couplage direct, de se fermer à travers le circuit d'alimentation continu.

Elle comprend cinq enroulements en série, cloisonnés, à faible capacité répartie; elle est établie pour arrêter les courants de fréquence supérieure à 5 000 pps.

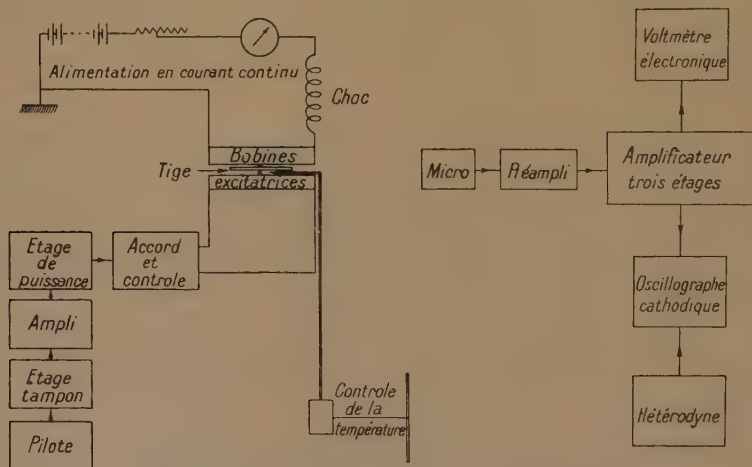


Fig. 6. — Dispositif général pour l'étude de la magnétostriction dynamique.

C) EMETTEUR D'ULTRA-SONS. — Il comprend : le porte-barreau, les bobines excitatrice et magnétisante.

a) *Porte-barreau* (fig. 7-8). — Bien entretoisé et pesant, il se compose d'un plateau horizontal en aluminium sur lequel est fixée par deux équerres très solides une armature circulaire A massive; ces pièces comme toutes les autres sont en laiton. Cette armature de 20 cm. de diamètre, de 2 cm. d'épaisseur pèse 4 kg. environ et constitue la paroi pratiquement rigide où est fixé le barreau étudié.

Au centre de cette armature est le mandrin de serrage du barreau, il se compose d'un collier C conique, repoussant deux mors M de serrage; l'extrémité de ces mors est en forme d'arête circulaire de 0,5 mm. d'épaisseur. Le barreau étudié présente en son milieu une gorge circulaire où s'engage l'arête des mors. Ainsi ce barreau émerge d'une moitié entière de la face avant de l'armature et d'un

tiers environ de la face arrière; c'est la moitié avant qui va être excitée; le barreau vibre en $1/2$ onde.

b) *Bobines magnétisantes et bobines d'excitation.* — Serrées fortement par des mors en bois bakélisé E, et des tiges filetées en laiton, deux bobines B et b (fig. 7-8) sont centrées sur le barreau.

La bobine B est parcourue par le courant excitateur et le courant magnétisant; elle est munie de six prises correspondant à des champs de : 67, 110, 150, 175, 195 et 206 œersteds par ampère; nous pouvons ainsi choisir l'impédance d'utilisation correspondant au rendement optimum du générateur de 400 watts. La bobine B, ainsi qu'on peut

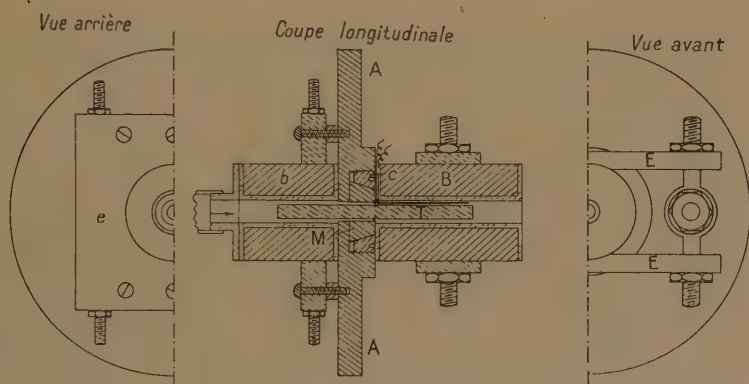


Fig. 7. — Porte-tige.

- A : Armature pesante en laiton.
- B : Bobine excitatrice et magnétisante.
- b : Bobine magnétisante.
- C : Collier de serrage des mors M.
- E : Etau de serrage de la bobine B.
- e : Etau de serrage de la bobine b.
- M : Mors de serrage de la tige.
- T : Tige étudiée.

le voir sur la figure couvre largement le barreau, elle mesure 10 cm. de longueur, et dépasse l'extrémité du barreau de 4 cm.

La bobine b est plus courte (6 cm.) et débordé de 3 cm. environ la partie arrière du barreau. Elle n'est parcourue que par le courant magnétisant et sert à uniformiser le champ magnétique permanent; elle crée un champ de 150 œersteds par ampère et est montée en série avec l'enroulement de la bobine B créant le même champ.

Le diamètre intérieur des bobines est 13 mm. (les barreaux ont 10 mm. de diamètre) et les carcasses en bois ont été réduites au minimum.

Nous aurions désiré couvrir le barreau avec un seul solénoïde, mais cette solution était impraticable mécaniquement. Nous avons donc disposé ces deux bobines à champ additif et débordant le barreau de façon à diminuer l'action démagnétisante des faces extrêmes. A l'étalonnage nous n'avons constaté qu'une variation du champ magnétisant de 7 o/o sur toute la longueur occupée par le barreau, le minimum étant situé entre les bobines. Ces mesures étant effectuées sans le barreau il est permis de penser qu'en sa présence, le champ magnétisant est encore plus uniforme et que nous pouvons faire crédit aux valeurs adoptées dans les calculs.

D) CONTRÔLE DE LA TEMPÉRATURE. — L'expérience nous a démontré que les amplitudes des vibrations des barreaux décroissent lorsque la température s'élève, nous verrons sur des exemples précis d'une stabilité de température de l'ordre de 3 à 4 degrés est suffisante. Nous avons donc disposé au voisinage immédiat du barreau, un couple thermoélectrique; sa longueur de 5 cm. couvre presque toute la moitié de celle du barreau.

Dans les mesures de magnétostriction statique, la chaleur est uniquement créée par l'effet Joule dans les bobines magnétisantes. Les variations de température sont très lentes. Ici, les bobines B et b s'échauffent peu mais c'est le barreau qui est la véritable source de chaleur : courants de Foucault, pertes par hystérésis. La température est loin d'être uniforme dans tout le barreau et s'élève parfois rapidement.

Cependant le barreau entouré par les bobines peut être considéré comme dans une enceinte thermiquement isolée si nous attendons un temps suffisant, le barreau n'étant plus excité, la température du couple devient celle du barreau.

Dans le cas de fortes excitations ou de champs magnétisants faibles, il est nécessaire, pour gagner du temps, de refroidir l'intérieur des bobines. Une soufflerie envoie de l'air frais sous une pression de 80 cm. d'eau; cette pression est nécessaire pour vaincre la perte de charge introduite au passage des mors de serrage M et assurer ainsi une circulation suffisante.

CHAPITRE IV

II. — Appareils de mesures et de contrôle.

7. — A) Mesure relative des amplitudes de vitesse et des oscillations (fig. 8). — a) *Microphone et préamplificateur*. — Les ultra-sons émis par le barreau ferro-magnétique se propagent dans l'air et agissent

sur un microphone à quartz. Celui-ci est suivi d'un préamplificateur à deux étages triode (lampe gland type 955) montés en B. F. à résistances; dans le cas de signaux trop puissants un seul étage est utilisé.

Ce préamplificateur est suivi d'un filtre passe haut dont l'affaiblissement au-dessous de 4 000 pps est supérieur à 30 décibels; nous éliminons ainsi le trouble dû aux bruits extérieurs normaux.

L'ensemble est contenu dans une carcasse en acier M doux de 5 mm. d'épaisseur; elle protège le microphone et le préamplificateur du champ magnétique alternatif émis par la bobine excitatrice.

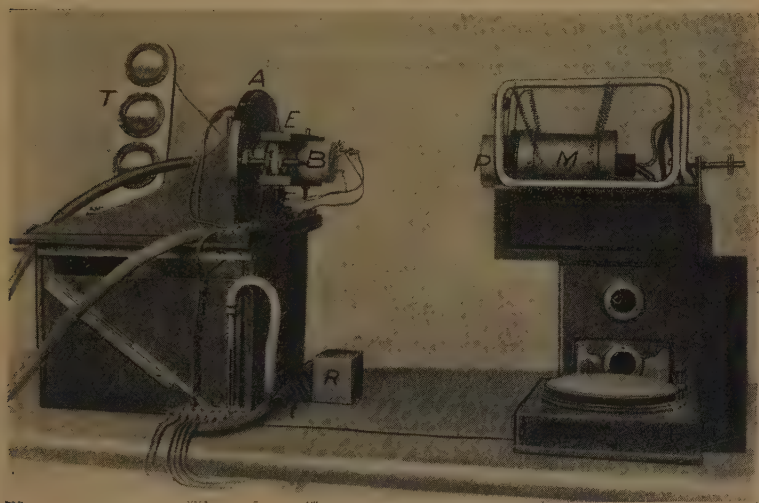


Fig. 8.

L'alimentation du préamplificateur est à l'extérieur pour des raisons d'encombrement; elle assure la tension de chauffage des filaments et 150 volts continus avec une ondulation résiduelle inférieure à 2 volts; cette ondulation déjà faible n'a, par la suite, aucun effet après le filtre passe haut.

b) *Amplificateur A* (fig. 9). — Les signaux issus du filtre sont repris par un amplificateur à trois étages :

Le premier monté avec une penthode 6J7 est muni à l'entrée d'un potentiomètre à plots affaiblissant de 5 en 5 décibels jusqu'à 50 décibels.

Le deuxième utilise une penthode 6M7 et possède un potentiomètre à variation continue, gradué en décibels et permettant un affaiblissement progressif jusqu'à 10 décibels.

Le troisième possède une penthode 6M6 montée avec une impédance d'anode de 3 000 ohms; cette faible impédance de charge assure à cet étage une amplification très constante quels que soient les appareils *mis en dérivation*, vu l'impédance d'entrée, très élevée de ces derniers.

L'amplification totale est de 85 décibels pour les fréquences comprises entre 50 et 500 000 pps.

L'alimentation est particulièrement soignée et un autotransformateur d'entrée à fer saturé assure une bonne régulation pour des variations de 5 o/o de la tension du secteur.

c) *Voltmètre électronique V* (fig. 9). — Les tensions issues de l'amplificateur sont enfin mesurées par un voltmètre électronique classique: détection par triode 955 et application de la tension redressée à l'élément triode d'une 6Q7; un milliampèremètre monté en pont entre les résistances d'anode et de cathode mesure le déséquilibre provoqué par cette tension redressée.

Nous disposons de cinq sensibilités. Un transformateur d'entrée à fer saturé assure la régulation de l'alimentation du voltmètre électronique.

B) MESURE DE LA FRÉQUENCE DES VIBRATIONS. — Cette mesure s'effectue par la méthode des courbes de Lissajous.

Aux bornes de l'amplificateur précédemment décrit, est branché un oscilloscope cathodique : O (fig. 9).

Les plaques de déviation verticale sont réunies à l'amplificateur par un potentiomètre.

Les plaques de déviation horizontale sont attaquées par une hétérodyne étalonnée H (fig. 9).

Cette hétérodyne a été réalisée pour la mesure de petites variations de fréquence.

L'oscillation est engendrée par une triode 6C5 montée en « electron-coupled »; une lampe tampon 6J7 à excitation réglable attaque une pentode finale 6F6 dont le circuit d'anode comprend une self de choc pour les fréquences comprises entre 4 000 et 100 000 pps émises par l'appareil.

Nous obtenons une tension sinusoïdale de 150 volts.

Pour obtenir une stabilité très grande de fréquences, nous avons augmenté celle bien connue de l'electron-coupled par la régulation de l'alimentation; un réglage manuel ramène le secteur à sa tension de régime, enfin une lampe au néon limite à 100 volts (à moins de 2 o/o) la tension d'anode de l'étage pilote.

Nous avons étalonné cette hétérodyne par comparaison avec un générateur industriel à points fixes : 18 000, 20 000, 22 000, 24 000 pps qui encadrent la plage des fréquences nécessaires à nos mesures.

Il restait à réaliser une démultiplication précise des fréquences.

Nous avons disposé en parallèle sur le condensateur d'accord de $1/1\,000$ de μfd un autre condensateur variable d'appoint de $1/20\,000$ de μfd .

Nous avons tracé en fonction des divisions du limbe gradué du condensateur d'accord la courbe des fréquences et celle de la capacité, nous en avons déduit la courbe des fréquences en fonction de la capacité; cette courbe est d'ailleurs très proche d'une droite vu le profil spécial des lames du condensateur; pour un intervalle de fréquences inférieur à 500 pps nous avons sensiblement une variation de 20 périodes par μfd .

Au pont d'impédance, nous avons relevé la valeur de la capacité du condensateur d'appoint en fonction des divisions de son cadran, enfin tenant compte du résultat déjà obtenu pour la variation de fréquence en fonction de la capacité, nous avons établi la courbe des variations de fréquence en fonction des divisions du cadran; comme nous avons une variation moyenne de cinq périodes par division nous connaissons la variation de fréquence à deux périodes près, ce qui est pour la fréquence moyenne employée, la limite même de stabilité du pilote.

En résumé nous connaissons la variation de fréquence du barreau avec bien plus de précision que la fréquence réelle initiale lue sur le limbe du condensateur d'accord; mais, dans l'étude entreprise, c'est la connaissance de la variation de fréquence qui importe avant tout.

C) STABILISATION ET CONTRÔLE DES APPAREILS DE MESURES. — a) *Stabilisation des alimentations.* — Tous les appareils de contrôle que nous avons décrits ne seront fidèles que si leur température de régime est atteinte et leur alimentation d'entrée constante. Il suffit d'effectuer leur mise en fonctionnement une heure avant les mesures pour être assuré de la température de régime; la régulation du secteur demande plus de soins.

Un réglage manuel ramène la tension du réseau à 2 0/0 environ de la valeur de régime; l'erreur est due surtout aux voltmètres et à la lecture; un régulateur à fer saturé de 500 watts complète le réglage; comme nous l'avons déjà dit, l'amplificateur à trois étages et le voltmètre électronique, sont en plus munis d'une régulation particulière.

b) *Contrôle des appareils de mesures.* — Toutes les précautions prises en vue d'une alimentation constante doivent augmenter la fidélité des mesures; nous avons établi un contrôle de cette fidélité.

Une source sonore de fréquence et d'amplitude constante était nécessaire. Nous avons pris un tuyau très court, de section triangulaire rectangle, devant sa bouche est disposé un réjecteur R, parallélépipède en acier, l'ensemble est solidement fixé (photographie 8).

A partir d'une certaine pression, ce tuyau t (fig. 8) donne le

deuxième partiel, très aigü au début, cette pression était contrôlée par un manomètre à eau incliné, ainsi que l'on peut l'apercevoir encore sur la photographie 8. Mais, l'expérience nous a démontré que ce procédé n'était pas assez sensible; les phénomènes de capillarité, l'imprécision de la lecture ne permettaient pas de déceler de variation du niveau de l'eau pour des variations d'amplitude atteignant 5 o/o.

Nous avons heureusement bénéficié d'un phénomène très sensible.

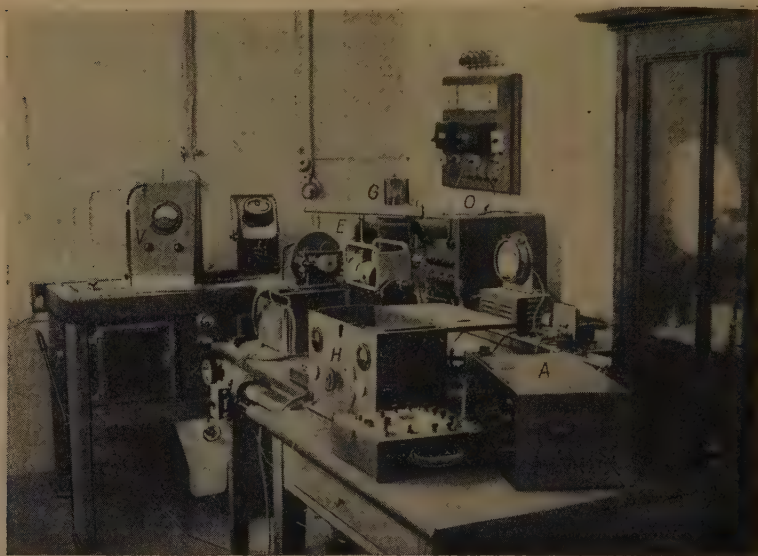


Fig. 9.

Lorsque le réjecteur est placé devant la bouche du tuyau sonore, le 2^e partiel passe par un maximum très accusé, lorsque l'on fait varier légèrement la pression de l'air; il y a certainement dans le système couplé formé d'une part par la bouche et le tuyau et d'autre part, la bouche et la paroi du réjecteur un phénomène aigu de résonance.

Une double expérience nous permet, pensons-nous, d'attribuer à ce maximum une grande constance.

a) Si après un autre étalonnage avec le tuyau, nous recommençons une série de mesures dans les mêmes conditions sur un même barreau, les résultats obtenus sont identiques; ces étalonnages sont espacés parfois de plusieurs jours.

b) Si, au cours d'une série de mesures, les appareils ayant depuis

longtemps acquis leur fonctionnement de régime, nous vérifions leur fidélité, nous trouvons la même valeur du maximum étalon.

La photographie 9 nous donne une vue générale des appareils pour la mesure des phénomènes dynamiques de magnétostriction : générateur de 400 watts, E émetteur d'ultra-sons, M microphone, A amplificateur à 3 étages, H hétérodyne, O oscilloscope cathodique, V voltmètre électronique, G galvanomètre commandé par le couple thermo-électrique.

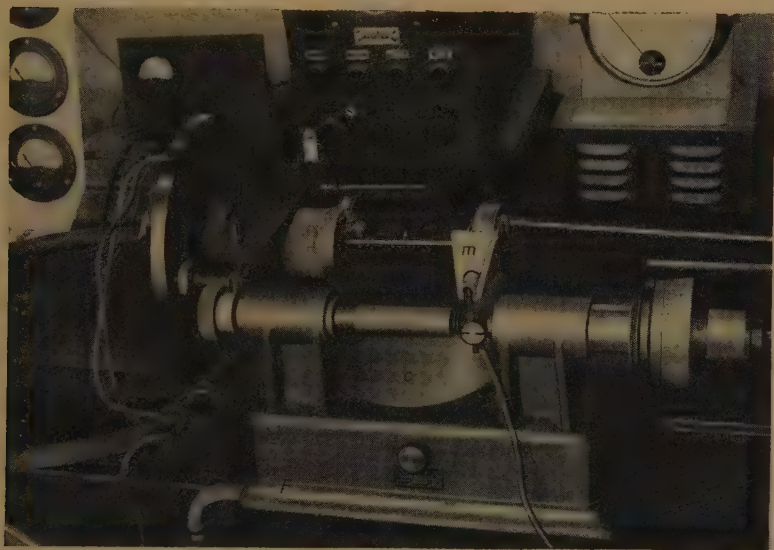


Fig. 9 bis.

MESURE DES AMPLITUDES DES VIBRATIONS. — Il était trop difficile de mesurer l'amplitude des vibrations de l'extrémité du barreau, par une méthode optique, le plan de cette extrémité étant seul accessible et à 2 cm. à l'intérieur de la bobine excitatrice.

Un palpeur piézo-électrique a été monté sur un comparateur de haute précision (fabrication du Laboratoire Central des Industries d'Armement) permettant d'évaluer le $1/1\ 000$ de millimètre : photographie 9 bis : c.

Le palpeur est constitué par un microphone *m* à quartz, et une tige d'aluminium *t* de 14 cm. de longueur, de 1,5 mm. de diamètre serrée par deux mâchoires, au passage du capot avant du microphone. Cette tige appuie au centre de la membrane du microphone et en est

rendue plus solidaire encore par une soudure à la paraffine ; son extrémité libre a été arrondie puis polie sur un abrasif très fin.

Le comparateur est lié à une lourde masse de fer F. La tige du palpeur est dans l'axe du barreau.

Le microphone est relié à un oscilloscope cathodique.

DEUXIÈME PARTIE

CONDUITE DES EXPÉRIENCES ET DES MESURES

CHAPITRE PREMIER

Nous distinguerons deux parties :

A) Emission des ultra-sons.

B) Réception et mesures.

A) Emission des ultra-sons.

8. Réglage du générateur. — a) *Fréquence*. — Le réglage de la fréquence s'effectue sur le pilote et est contrôlé par l'indication maxima du voltmètre électronique ; nous maintenons alors une excitation assez faible de façon à ne pas échauffer le barreau et éviter un glissement de fréquence. La stabilité de la fréquence est assurée par la mise en fonctionnement de la partie excitatrice du générateur, au moins 1 heure avant le début des mesures.

Le circuit de sortie comprenant la bobine excitatrice est mis à la résonance, le courant d'excitation passe par un maximum indiqué par un ampèremètre à fil chaud ; sa rapidité de déviation réduit au minimum la durée du réglage et évite l'échauffement du barreau.

A la résonance, le courant exciteur est sinusoïdal, les conditions physiques sont bien définies.

b) *Intensité de l'excitation*. — La valeur de l'intensité de l'excitation est ensuite déterminée ; nous utilisons alors un des thermiques à couple plus précis que le thermique à fil chaud. Même en choisissant la sensibilité la plus favorable l'erreur de mesure est de 3 à 5 o/o.

9. Etat magnétique du barreau. — Pour une excitation donnée, l'amplitude du barreau dépend de son induction magnétique.

Les cycles magnétiques de tous les barreaux étudiés présentent une faible hystérésis.

Toutefois, pour définir l'état magnétique du barreau et, plus particulièrement, une induction moyenne, les échantillons sont préalablement démagnétisés.

L'expérience montre que les séries de mesures effectuées sur un même barreau préalablement démagnétisé sont absolument comparables.

10. Température. — A une température déterminée du barreau la fréquence du courant excitateur est imposée, c'est la fréquence propre de ce barreau.

Si la température varie de 3° à 4° par exemple, cette fréquence propre varie, il n'y a plus résonance; l'amplitude du barreau décroît vite étant donnée la valeur très faible de l'acuité de résonance.

Il est donc nécessaire de veiller à la constance de la température.

CHAPITRE II

Réception et mesure.

11. Mesure des amplitudes relatives des vitesses de l'extrémité du barreau. — Nous avons insisté, dans la description des appareils de mesure, sur les moyens de stabilisation et de contrôle de l'amplification pour rattacher directement les lectures au voltmètre électronique, aux tensions délivrées par le microphone à quartz.

Il nous reste à établir qu'il existe un rapport constant entre l'amplitude de la vitesse de l'extrémité du barreau et les indications du voltmètre électronique.

Le microphone à quartz traduit en amplitudes de différence de potentiel, les amplitudes de pression reçues. Ces dernières sont dans un rapport constant avec l'amplitude de la vitesse de l'extrémité du barreau.

La masse spécifique de l'air, la vitesse de propagation du son, sont constantes dans les conditions d'expériences effectuées à des températures comprises entre 15° et 20° . La distance du microphone à l'extrémité du barreau est constante.

Le barreau oscille librement dans l'air, un calcul rapide montre que la puissance acoustique de l'onde aérienne est le $4/100\,000$ de la puissance acoustique de l'onde progressive dans le barreau. L'amplitude de la vitesse d'un point du barreau n'est nullement perturbée par le dispositif de mesure.

Le barreau est excité à la résonance, ses vibrations sont sinusoïdales; les variations de pression, donc de différence de potentiel

aux bornes du microphone sont rigoureusement sinusoïdales. Le voltmètre électronique indiquant la valeur efficace d'une différence de potentiel sinusoïdale, et son étalonnage n'étant valable que dans ce cas, nous lisons donc la valeur relative de la vitesse de l'extrémité du barreau.

11 bis. Mesure absolue des amplitudes des oscillations. — Elles sont lues sur le tambour du comparateur supportant le palpeur piézo-électrique. Celui-ci n'est présenté que pour les mesures d'amplitudes; sa tige a une longueur (14 cm.) et un diamètre (1,5 mm.) tels, que les conditions acoustiques où est placé alors le barreau peuvent être considérées comme identiques à celles réalisées pour la mesure relative des vitesses; d'ailleurs l'énergie rayonnée par le barreau est très faible, ainsi qu'il a été dit plus haut, l'amplitude des vibrations n'est nullement modifiée par le palpeur.

L'onde aérienne est reçue par le microphone portant la tige et inscrite à l'oscilloscope cathodique.

En manœuvrant la vis du comparateur, la tige du palpeur est lentement avancée; dès qu'elle est légèrement percutée par le barreau en vibration, la sinusoïde provenant de l'onde aérienne s'altère.

Ce procédé emprunte très peu d'énergie au barreau et les écarts constatés entre les différentes mesures d'une même amplitude sont de l'ordre de $1/2$ millième de millimètre.

La mesure de l'amplitude s'effectue par la lecture des positions du tambour du comparateur pour un début de percussion de la tige, le barreau étant excité tout d'abord dans les conditions données, ensuite recevant une très faible excitation.

12. Comparaison de ces mesures pour des barreaux différents. — Les barreaux étant de mêmes dimensions géométriques la gorge centrale étant la même pour tous et au milieu, ceux-ci sont dans les mêmes conditions mécaniques de fonctionnement; leur distance et leur orientation par rapport au microphone sont identiques.

Les fréquences de résonance de ces différents barreaux sont comprises entre 17 000 et 22 000 pps; le système de mesure doit donc être indépendant de la fréquence, au moins dans la plage envisagée. Pour un même barreau, la fréquence variant légèrement avec l'induction cette condition n'est pas superflue.

Les amplificateurs et le voltmètre électronique réalisant amplement cette condition, il faut donc en plus pour ces fréquences :

- a) un microphone à réponse constante,
- b) l'absence d'ondes réfléchies,
- c) l'apériodicité de transmission dans l'espace barreau-microphone.

a) *Constance de la réponse du microphone.* — Les microphones à quartz ont, en général, une courbe de réponse plus relevée et plus régulière pour des fréquences supérieures à 10000 pps. Le modèle qui nous a été livré avec sa courbe de réponse, présente entre 15000 et 25000 pps une différence de sensibilité de $\pm 0,5$ décibel; les erreurs introduites par le microphone sont donc inférieures à 2 o/o pour la mesure des amplitudes relatives.

Ces erreurs sont encore moindres dans les résultats obtenus sur un même barreau vu le faible glissement de fréquence en fonction de l'induction moyenne, comme nous le verrons dans l'analyse des résultats dynamiques (Quatrième partie).

b) *Absence d'ondes réfléchies.* — La photographie 8 montre combien l'émetteur et le microphone ont été éloignés de la table d'expérience.

L'amortissement des vibrations ultra-sonores est important dans l'air; nous avons constaté expérimentalement qu'un plan réfléchissant présenté sous divers angles à plus de 20 cm. du faisceau direct barreau-microphone, n'apporte aucune modification à l'amplitude mesurée.

La table est à 28 cm. du faisceau direct et dans toutes les autres directions perpendiculaires aucun obstacle réfléchissant ne se trouve à moins de 50 cm.

Enfin la réflexion par les montants verticaux avants du berceau du microphone est supprimée par le cylindre de plomb P visible au devant de la carcasse contenant microphone et préamplificateur (fig. 8).

c) *Apériodicité de transmission.* — Le microphone et son blindage sont suspendus dans un berceau glissant sur des rainures et dont le déplacement est commandé par une vis au pas de 1 mm.

Dans un premier projet, ce réglage était destiné à situer le microphone à un maximum d'amplitude du système d'onde stationnaires barreau-microphone.

Nous avons dit combien, dans certains cas, la préparation d'une mesure était longue. Le réglage de la position du microphone demande un certain temps, le barreau subit un nouvel échauffement d'où une période d'attente pour son refroidissement, il n'était guère possible d'effectuer plus de deux mesures par heure.

Le cylindre de plomb destiné à éviter la réflexion des ondes sur les montants du berceau nous a permis de réaliser expérimentalement l'apériodicité de transmission. Nous ne sommes arrivés à ce résultat que par retouches successives; avec un diamètre de 80 mm et une longueur de 70 mm. nous observons encore des maxima et des minima en déplaçant le berceau de 32 mm., c'est-à-dire plus de deux longueurs d'onde, mais ils ne diffèrent que de 2 o/o de la valeur moyenne.

13. Mesure de la fréquence des oscillations. — Nous obtenons à l'oscilloscope cathodique la première courbe de Lissajous.

L'hétérodyne Hentièrement blindée est à 2 m. de la bobine excitatrice ; nous avons vérifié l'absence de synchronisation de cette hétérodyne par l'émetteur.

La seule précaution à prendre pour obtenir la stabilité de l'hétérodyne et la justesse de ses indications est de la mettre sous tension 1 heure avant l'emploi.

Dans les mesures de la variation de fréquence en fonction de l'induction du barreau, le condensateur d'accord est calé sur la fréquence propre du barreau démagnétisé, le condensateur d'appoint sert à mesurer le glissement de fréquence en fonction de l'induction moyenne.

Dans les mesures d'acuité de résonance, le condensateur d'accord est calé sur la fréquence propre du barreau pour la valeur de l'induction adoptée ; le condensateur d'appoint sert à mesurer la variation de fréquence provoquant la variation d'amplitude désirée.

Ces mesures de fréquences sont longues ; elles nécessitent une stabilité de température plus grande que pour la mesure des amplitudes.

13 bis. En résumé, les mesures des phénomènes dynamiques de magnétostriction demandent les opérations suivantes :

1° Mise sous tension de la partie excitatrice du générateur de 400 watts, des amplificateurs, de l'hétérodyne 1 heure au moins avant le début des mesures.

2° Montage du barreau et vérification de son centrage dans la bobine excitatrice. Un dispositif de « sonnette électrique » nous sert à constater que le barreau n'est pas en contact avec le couple thermo-électrique.

3° Démagnétisation du barreau.

4° Réglage du générateur : a) de la fréquence du pilote sur la fréquence propre du barreau démagnétisé,

b) mise en résonance du circuit excitateur,

c) réglage du courant excitateur.

5° Vérification par le tuyau étalon de la fidélité de la mesure des amplitudes.

6° Calage du condensateur d'accord d'hétérodyne.

7° Passage aux mesures d'amplitudes et de fréquences.

Retour à la température de régime chaque fois qu'il est nécessaire soit entre les opérations préliminaires, soit entre chaque mesure.

TROISIÈME PARTIE

MAGNÉTOSTRICION DES BARREAUX DE FER-NICKEL

14. Nous avons étudié la magnétostriction de 12 barreaux cylindriques de 10 mm. de diamètre et de 123 mm. de longueur groupés en deux séries.

La première série comprend 8 échantillons dont les teneurs en nickel s'échelonnent entre 100 o/o et 29,8 o/o, la teneur limite des alliages fer-nickel austénitiques étant 27 o/o.

La seconde série comprend 4 barreaux d'invar (teneur en nickel 35,56 o/o de traitement thermiques différents) :

I, naturel de laminage à chaud,

II, recuit 30 minutes à 850°, refroidissement à l'eau,

III, recuit 30 minutes à 850°, refroidissement 150° par heure,

IV, recuit 30 minutes à 1000°, refroidissement 150° par heure.

Avec ces deux séries, nous étudierons les phénomènes de magnétostriction statique en fonction de la teneur en nickel et de l'état physique de ces barreaux.

CHAPITRE PREMIER

Etude en fonction de la teneur en nickel.

15. Magnétostriction statique en fonction du champ magnétisant H_c .

— La courbe $\frac{\Delta l}{l} = \psi(H_c)$ des déformations longitudinales relatives en fonction du champ magnétisant H_c est classique.

La courbe de l'échantillon à 36,16 o/o de nickel (fig. 10) comporte à l'origine une partie coudée suivie d'un tronçon infléchi plus ou moins long auquel succède un palier de saturation.

La déformation est indépendante du sens du champ longitudinal; nous ne considérons donc désormais que les valeurs arithmétiques de ce champ.

Les courbes des autres barreaux présentent la même allure.

Les alliages de teneur supérieure à 81 o/o se contractent, ceux de teneur inférieure se dilatent; l'alliage à 81 o/o de nickel environ ne subit pas de déformation.

Pour un champ longitudinal de 650 œersteds, la variation relative de longueur des barreaux, en fonction de la teneur en nickel, a pour valeur :

Ni o/o	29,8	36,16	42,06	47,12	59,24	75,20	84,05	100
$\frac{\Delta L}{L} 10^6$	4,9	13,5	19,63	22,10	15,95	4,20	- 5,51	- 31,90

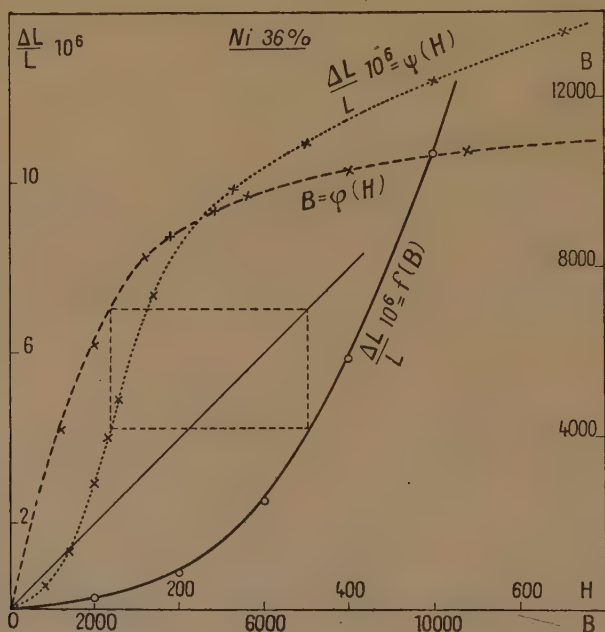


Fig. 10.

Le maximum de dilatation a lieu pour une teneur en nickel voisine de 50 o/o, le nickel pur présente cependant la plus grande variation relative de longueur par sa contraction.

16. Magnétostriction statique en fonction de l'induction. — Nous pensons que la striction des métaux ferro-magnétiques est liée plus directement à l'induction qu'au champ magnétisant; striction et induction sont issues de phénomènes internes.

La valeur de l'induction $B = \varphi(H_c)$ a été mesurée au moyen du

magnétomètre sommairement décrit du chapitre II « Description des appareils » (§ 4).

Des courbes $\frac{\Delta l}{l} 10^6 = \psi(H_c)$ et $B = \varphi(H_c)$ nous déduisons la courbe :

$$\frac{\Delta l}{l} 10^6 = f(B)$$

des déformations relatives en fonction de l'induction ; elle sera appelée désormais courbe de « striction-induction ».

Comme précédemment, considérons l'alliage à 36 o/o, la courbe de striction-induction (fig. 10) présente à l'origine une partie coudée, tangente à l'axe des inductions suivie d'une partie quasi rectiligne pour $B > 7\,000$ gauss.

Tous les échantillons, sauf le nickel, présentent les caractères suivants :

déformations inférieures à : $0,5 = \frac{\Delta l}{l} 10^6$ pour $B < 3\,000$ gauss
amorce de la partie rectiligne : pour $B > 6\,000$ gauss.

Les inductions que nous avons obtenues ne dépassent pas 15 000 gauss, seuls les échantillons 75,20 o/o et 100 o/o de nickel présentent l'amorce d'un palier de saturation, à la suite de cette partie rectiligne.

Le nickel se distingue de ses alliages par une courbe de striction-induction (fig. 11) plus relevée.

La contraction est par exemple de :

$$\frac{\Delta l}{l} 10^6 = 0,5 \text{ pour } B = 1\,200 \text{ gauss}$$

et la partie rectiligne de la courbe striction-induction s'amorce pour $B > 3\,000$ gauss.

Seul, l'alliage à 47 o/o présente des caractères comparables.

17. Représentation empirique de la courbe striction-induction. — La relation suivante $\frac{\Delta l}{l} 10^6 = \left(\frac{B}{B_0}\right)^\lambda$ est généralement proposée pour représenter empiriquement la variation relative de longueur du barreau soumis à une induction constante de B gauss.

On donne pour le nickel :

$$\frac{\Delta l}{l} 10^6 = - \left(\frac{B}{1\,670}\right)^{2,87}.$$

Il résulte de la relation générale, que la courbe de striction-induction part tangente à l'axe des inductions.

Cela est d'autant mieux vérifié que la courbe induction-champ peut être considérée comme tangente à l'axe des inductions. Le nickel et les alliages fer-nickel ayant, pour des champs faibles, une perméabi-

lité effective très élevée, nous constatons (fig. 10 et 11) que les courbes de striction-induction déduites de nos mesures sont tangentes à l'axe des inductions.

La formule proposée ne saurait représenter en totalité les courbes expérimentales; nous figurons par des points entourés d'un cercle (fig. 10 et 11) les points calculés à partir de la relation générale et

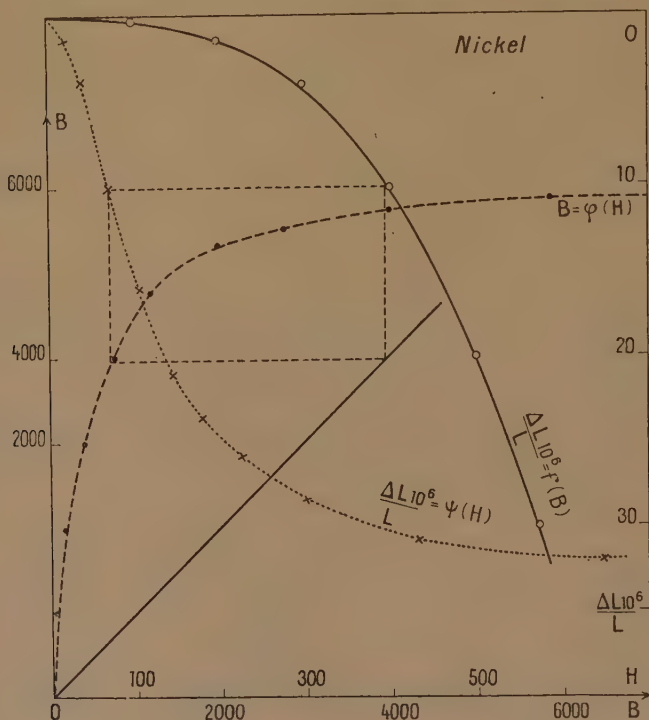


Fig. 11. — Nickel.

des valeurs trouvées à la suite des mesures pour B et λ . Les parties les plus utiles de ces courbes (parties quasi-rectilignes, voir étude des phénomènes dynamiques) sont assez bien représentées par la relation proposée.

Dans la mesure où l'expression mathématique de la courbe de striction-induction est acceptable,

B_0 est la valeur de l'induction créant une variation de longueur relative de $1/1\,000\,000$,

λ est la pente de la courbe logarithmique.

$$\text{Log } \frac{\Delta l}{l} 10^6 = \lambda (\log B - \log B_0).$$

Pour des valeurs de l'induction supérieures à 3 000 ou 4 000 gauss suivant les alliages, ces courbes logarithmiques sont des droites dont le coefficient angulaire nous fournit la valeur de λ et dont l'abscisse à l'origine donne B_0 .

Voici pour les parties utiles des courbes de striction-induction, les valeurs de :

$$B_0, \lambda \text{ et } \mu_0 = \frac{B_0}{H_0}$$

Ni o/o . . .	100	84	75	59	47	42	36	30
λ	2,93	1,98	2,3	2,4	2,5	2,6	2,8	2,7
B_0	1 800	3 300	4 800	3 700	3 000	4 000	4 300	1 250
H_0	10	55	80	62	55	75	80	65
μ_0	180	60	60	59	54	53	53	20

λ varie régulièrement en fonction de la teneur en nickel.

CHAPITRE II

II. — Barreaux d'invar ayant subi des traitements physiques différents.

18. Nous avons effectué les mêmes mesures de striction et d'induction sur des barreaux d'invar ayant subi les traitements thermiques exposés au début de cette troisième partie.

Les courbes de variation relative de longueur en fonction du champ magnétisant et de l'induction présentent les mêmes caractères que celles des alliages précédents.

Les valeurs de λ et de B_0 sont les suivantes :

N° d'invar . . .	I	II	III	IV
λ	2,80	2,80	2,80	2,80
B_0	4 300	4 370	4 470	4 450

Valeurs comparables à celles du barreau à 36 o/o dont la teneur est la plus voisine de celle de ces barreaux.

La figure 11 bis, montre les courbes logarithmiques de ces barreaux et de celui à 36 o/o de nickel ; toutes ces droites sont sensiblement parallèles.

Les coefficients λ et B_0 apparaissent indépendants du traitement thermique.

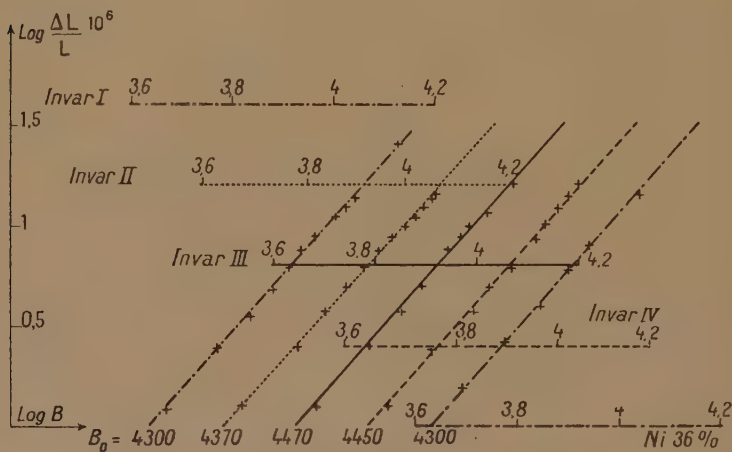


Fig. 11 bis. — Courbes logarithmiques striction-induction.

19. Influence de l'hystérésis sur la striction. — Nous avons lié le phénomène de magnétostriction à l'induction ; l'hystérésis magnétique doit donc faire apparaître une hystérésis de striction.

Le nickel 100 o/o et l'alliage à 47 o/o présentent chacun à deux points de vue différents les phénomènes d'hystérésis les plus accusés (fig. 12).

Le nickel nous montre l'influence du magnétisme rémanent, l'alliage à 47 o/o la différence entre les valeurs de la striction à champ croissant et décroissant.

Les différences de longueur mesurées sont très faibles, de l'ordre du dixième de micron. Malgré les précautions prises pour effectuer les mesures à température constante (voir : précautions d'expériences au chapitre « Description des appareils de mesures statiques »), nous opérons très rapidement pour diminuer l'échauffement par effet Joule de la bobine magnétisante.

Nous éliminons ainsi d'une manière certaine la dilatation provoquée par la transmission de la chaleur à travers la chemise d'eau.

a) *Contraction résiduelle du barreau de nickel.* — Partant d'un

barreau désaimanté, nous établissons le courant magnétisant et le supprimons aussitôt.

Le cycle n'est certes pas accommodé, mais le magnétisme rémanent est peu différent de celui qui résulterait d'un cycle mieux affirmé et nous évitons l'échauffement interne du barreau.

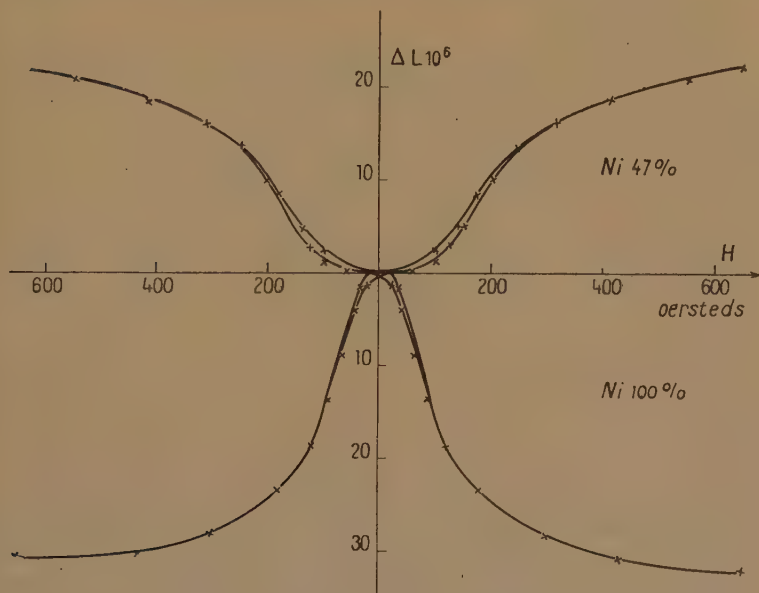


Fig. 12. — Hystéresis de striction.

Au champ maximum de 650 oersteds :

$$\frac{\Delta L}{L} = 31,90 \cdot 10^{-6}$$

revenu à champ nul : $\frac{\Delta L}{L} = 0,80 \cdot 10^{-6}$

soit une contraction résiduelle de 2,5 o/o de la contraction maxima.

Elle est due au magnétisme rémanent et à la caractéristique de striction-induction plus relevée à l'origine pour le nickel que pour ses alliages.

b) *Différence des valeurs de la striction à champ croissant et décroissant.* — Le cycle d'induction, magnétique du barreau à 47 o/o de nickel ayant été accommodé, nous mesurons les différences de striction pour une même valeur du champ magnétisant au cours d'un demi-cycle.

Une butée sur l'un des rhéostats de réglage nous fait retrouver le courant magnétisant pour lequel la mesure de striction est effectuée. Cinq secondes suffisent à établir le courant, lire la striction, manœuvrer les rhéostats pour réaliser le champ maximum, revenir à la butée, lire la nouvelle valeur de la striction et supprimer le courant.

Les différences de striction sont ainsi, en fonction du champ magnétisant :

H _c magnétisant . . .	60	100	125	150	200
$\frac{d\Delta L}{L} 10^6$	1	1,3	1,1	0,8	0,3

Pour le champ maximum de 650 œersteds :

$$\frac{\Delta L}{L} = 22,10 \cdot 10^{-6}$$

pour le champ de 100 œersteds :

$$\frac{\Delta L}{L} = 1,3 \cdot 10^{-6}.$$

Le rapport de la différence maxima des dilatations à la dilatation à champ maximum est inférieure à 6 o/o.

Tous les autres alliages présentent une hystérésis de magnétostriction inférieure à celle des deux exemples précédents.

Dans l'étude dynamique, nous admettons donc que la striction et l'induction sont des fonctions uniformes du champ magnétisant; la courbe de striction-induction est unique. Cette approximation, très admissible, comme nous l'avons montré, simplifie les calculs sans rien enlever à l'interprétation physique des phénomènes.

20. Conclusion. — La valeur de la déformation relative $\frac{\Delta L}{L}$ est fonction de la valeur absolue de l'induction; cette fonction est pratiquement uniforme.

Les points expérimentaux des courbes de striction et d'induction, remarquablement bien disposés, donnent quelque crédit à nos moyens et méthodes de mesures.

La courbe de striction-induction $\frac{\Delta L}{L} 10^6 = f(B)$ qui en est déduite par points confirme cette opinion : les points obtenus pour la partie rectiligne, par exemple issus principalement des portions coudées des autres courbes, sont très sensiblement alignés.

L'équation de la caractéristique $\frac{\Delta L}{L} 10^6 = \left(\frac{B}{B_0}\right)^\lambda$ permet de constater que λ et dans une certaine mesure B_0 varient régulièrement avec la teneur en nickel, mais sont indépendants de l'état physique.

Les mesures de striction ne sont donc caractéristiques que de la teneur en nickel.

QUATRIÈME PARTIE

MAGNÉTOSTRICION DYNAMIQUE DES ALLIAGES FER-NICKEL AUSTÉNITIQUES

CHAPITRE PREMIER

Etude théorique.

Les résultats de l'étude des phénomènes statiques de magnétostriction nous permettent d'envisager une étude théorique des phénomènes dynamiques.

21. Oscillations de magnétostriction. — La théorie du vibreur à magnétostriction est classique.

Schématiquement, un barreau de nickel de longueur l est placé dans un champ magnétique, le barreau fixé en P, est solidaire en Q d'une masse m .

Le champ restant constant, si le barreau s'allonge de dl , l'induction varie de dB .

$$\text{Posons :} \quad dB = M' \frac{dl}{l} \quad (1)$$

définissant ainsi un premier coefficient.

Si on fait varier l'induction de dB au moyen d'une variation de champ, une force dF agit sur le barreau.

$$\text{Nous posons :} \quad dF = Ms dB. \quad (2)$$

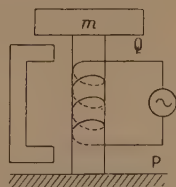
M est le coefficient d'effet Joule,

s est l'aire de la section normale du barreau.

La masse m est soumise, en dehors de la force élastique due à la déformation du barreau et des forces de frottement ;

à la force : $F = Ms(B - B_0),$

B_0 étant l'induction du barreau sous l'effet d'un champ magnétisant constant,



L'équation mécanique où x est l'élongation de l'extrémité du barreau en Q est :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} + kx = Ms(B - B_0).$$

Si n_1 est le nombre de tours par centimètre de la bobine qui sert à magnétiser le barreau et i le courant variable qui la traverse, la variation correspondante de l'induction est :

$$B - B_0 = 4\pi\mu n_1 i$$

$\mu = \frac{dB}{dH}$ étant la perméabilité effective, d'où :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} + kx = Ms 4\pi\mu n_1 i. \quad (3)$$

D'après (1), la variation de flux à travers les n spires de la bobine de section S,

d'expression :

$$d\Phi = nSM' \frac{dl}{l} = nSM' \frac{d.r}{l}$$

produit la force électromotrice :

$$- \frac{d\Phi}{dt} = - nS \frac{M'}{l} \frac{dx}{dt}$$

d'où l'équation du circuit électrique auquel est appliquée la force électromotrice V :

$$V - L \frac{di}{dt} - \frac{1}{C} \int i dt - nS \frac{M'}{l} \frac{dx}{dt} = ri$$

ou :

$$V = L \frac{d^2q}{dt^2} + r \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} + \frac{nSM'}{l} \frac{dx}{dt}. \quad (4)$$

Si l'énergie magnétomécanique correspondant à la magnétostriction est bien définie, les deux coefficients des termes de couplage du système électromécanique (3) et (4) doivent être égaux en valeur absolue ; c'est-à-dire que l'on doit avoir :

$$4\pi\mu Ms n_1 = \frac{n}{l} SM' \quad \text{d'où :} \quad SM' = 4\pi\mu s M. \quad (5)$$

M, coefficient d'effet Joule caractérise le métal employé,

M' dépend de la perméabilité, c'est-à-dire de l'induction, donc du champ magnétisant imposé.

Relions le coefficient d'effet Joule M au module d'Young E. Par définition :

$$dF = Es \frac{dl}{l},$$

dl étant la variation de longueur du barreau résultant d'une variation d'induction par suite d'une variation de champ.

Pour un champ donné, donc, pour une induction donnée (et pour la perméabilité μ qui en résulte), la variation de longueur relative du barreau est reliée à l'induction B par :

$$\frac{\Delta l}{l} 10^6 = f(B),$$

courbe de striction-induction de l'étude statique.

Faisons varier B de dB par le moyen d'une variation de champ ; la variation relative $\frac{dl}{l}$ de la longueur du barreau est :

$$\frac{dl}{l} = \frac{d(\Delta l)}{l} = \frac{df}{dB} dB 10^{-6}$$

$$\text{d'où : } Es \frac{df}{dB} dB 10^{-6} = Ms dB \quad \text{donc : } M = E 10^{-6} \frac{df}{dB} \quad (6)$$

reliant le coefficient de Joule à celui d'Young.

En définitive, nous avons un système couplé électromécanique. Dans ce système :

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} + kx - 4\pi\mu Sn_1 E \frac{df}{dB} 10^{-6} \frac{dq}{dt} &= 0 \\ L \frac{d^2 q}{dt^2} + f \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} + 4\pi\mu Sn_1 E \frac{df}{dB} 10^{-6} \frac{dx}{dt} &= V \end{aligned} \right\} (6')$$

les coefficients ne sont pas constants et l'intégration classique est inapplicable.

La perméabilité notamment est une fonction de l'induction. Pour un barreau de nickel, et pour des inductions comprises entre 2000 et 4000 gauss, l'expression approchée de la perméabilité serait :

$$\mu = \frac{dB}{dH} = \frac{1}{B^3} 26 \cdot 10^{11}$$

soit : 300 pour 2000 gauss et 40 pour 4000 gauss.

D'ailleurs dans nos expériences, le couplage est très lâche ; ce n'est pas la force électromotrice qui est imposée mais l'intensité du courant d'entretien ; de sorte que le système se réduit à la première équation (6').

Nous avons rappelé la théorie du vibreur à magnétostriction pour montrer qu'elle ne correspond pas à nos conditions expérimentales.

22. Oscillations d'un barreau, vitesse de son extrémité. — Sans nous faire illusion sur la valeur de la théorie qui va servir de guide à nos expériences :

— posons que l'extrémité du barreau vibre comme un point

matériel de masse m , soumis à une force élastique, à une force de frottement liquide et à une force d'entretien sinusoïdale,

— précisons que le couplage entre le système entreteneur et le barreau entretenu est très lâche et que la force d'entretien est issue d'un courant sinusoïdal imposé.

Le courant alternatif $i = I \sin \omega t$ circulant dans la bobine excitatrice produit, dans le barreau, une induction alternative dB .

Le barreau vibrant librement dans l'air, son acuité de résonance est très faible ainsi que le confirmeront les mesures ; il vibre donc sinusoïdalement. Nous considérons donc seulement le terme sinusoïdal de l'induction alternative de pulsation ω , comme origine de la force d'entretien des oscillations de ce barreau.

$$\text{L'induction} \quad \Delta B = \Delta B_a \sin \omega t$$

fait donc apparaître d'après la théorie générale (2 et 6) la force alternative de pulsation ω :

$$\Delta F = E 10^{-6} \frac{df}{dB} s \Delta B_a \sin \omega t \quad (7)$$

d'amplitude :

$$F_0 = E 10^{-6} \frac{df}{dB} s \Delta B_a$$

mettant le barreau en oscillations forcées.

L'équation différentielle du mouvement est alors :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} + kx = F_0 \sin \omega t$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\alpha\omega_0 \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \sin \omega t.$$

Si u est la vitesse :

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + 2\alpha\omega_0 \frac{du}{dt} + \omega_0^2 u = \frac{F_0}{m} \omega \cos \omega t \quad (8)$$

où ω_0 est la pulsation propre de l'oscillateur entièrement libre,

ω est la pulsation de la force excitatrice,

α est un paramètre que la théorie identifie à l'acuité de résonance de l'oscillateur.

Lorsque l'acuité de résonance décroît, le coefficient f de frottement liquide décroissant, la courbe des amplitudes des vitesses en fonction de la pulsation devient de plus en plus pointue.

En régime permanent, l'expression de la vitesse est d'après (8) :

$$\frac{F_0}{m} \frac{\omega}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2 \omega_0^2}} \cos(\omega t + \varphi)$$

avec :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\alpha\omega\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

l'amplitude de la vitesse, pour une force excitatrice de pulsation ω , est :

$$U = \frac{F_0}{m} \frac{\omega}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_0^2}} \quad (9)$$

elle est, à la résonance, pour une force excitatrice de pulsation ω_0 :

$$U_0 = \frac{F_0}{m} \frac{1}{2\alpha\omega_0} \quad (10)$$

remplaçant F_0 par sa valeur (7) :

$$U_0 = \frac{Es}{m} 10^{-6} \frac{df}{dB} \Delta B_a \frac{1}{2\alpha\omega_0} \quad (11)$$

Cette expression, outre les hypothèses qui permettent de l'établir, exige, si l'on veut calculer ses éléments à partir des résultats statiques, que ces derniers soient déterminés à partir de fonctions uniformes, c'est-à-dire pour des métaux ou alliages présentant une faible hystérésis magnétique et de striction ; c'est le cas en particulier de nos alliages de fer-nickel austénitiques.

m est la masse fictive qui charge l'extrémité libre du barreau,

$\frac{df}{dB}$ est la pente de la tangente à la courbe striction-induction au point d'induction moyenne B_0 ,

ΔB_a , amplitude du terme sinusoïdal de l'induction alternative imposée par le champ exciteur, est calculé à partir de la courbe statique d'induction $B = \varphi(H)$; la pente du cycle très petit décrit autour du point d'induction moyenne B est supposée identique à celle de la tangente en ce point.

C'est en partant de ces hypothèses que sont effectués les calculs qui figurent dans les paragraphes suivants.

23. Mesure relative de la vitesse de l'extrémité du barreau. — En régime permanent, le barreau vibre sinusoïdalement à la fréquence de la force imposée, il engendre une onde progressive dans le milieu ambiant.

L'amplitude de la pression en un point de cette onde a pour expression :

$$p_0 = \rho c U_0$$

où ρ est la masse spécifique de l'air dans les conditions d'expérience, c la vitesse de propagation dans ce milieu,

U_0 l'amplitude de la vitesse de l'extrémité du barreau en supposant le coefficient de transmission égal à l'unité, d'où d'après (11) :

$$\varpi_0 = \frac{Es}{m} 10^{-6} \frac{df}{dB} \Delta B_a \frac{1}{2\alpha\omega_0} \rho c. \quad (12)$$

Le microphone à quartz reçoit les vibrations issues du barreau (voir réception et mesure des amplitudes relatives des vitesses et fig. 8) et traduit les amplitudes de pression en amplitudes de différence de potentiel proportionnelles dont le voltmètre amplificateur indique la valeur efficace V pour la pulsation ω .

Pour la pulsation de résonance ω_0 , V prend la valeur :

$$V_0 = a\varpi_0 = \frac{K}{m} \frac{df}{dB} \Delta B_a \frac{1}{2\alpha\omega_0} \quad (13)$$

où K est égal à : $Es 10^{-6} \rho c$, est un coefficient qui ne varie pratiquement qu'avec les propriétés élastiques et les dimensions du barreau.

Dans la vérification de la formule (13) par les résultats d'expériences, les valeurs de $\frac{df}{dB}$ et de ΔB_a seront calculées, compte tenu des hypothèses faites sur les courbes statiques de striction-induction et d'induction, suivant la tangente au point d'induction moyenne B .

L'induction moyenne B est l'induction du barreau soumis au champ magnétisant constant H_0 et au champ excitateur H_a .

L'acuité de résonance α est *a priori* une fonction de l'induction moyenne B du barreau ; les résultats expérimentaux montreront qu'il en est bien ainsi.

V_0 , indication du voltmètre amplificateur, sera désormais portée, dans les résultats, comme valeur relative de U_0 .

24 Expression de $2\alpha\omega_0$. — Pour une force excitatrice constante en amplitude (courant excitateur maintenu constant), la pulsation étant ω , l'amplitude de la vitesse de l'extrémité du barreau est U , le voltmètre électronique indique une valeur V :

la pulsation étant ω_0 , l'amplitude de la vitesse de l'extrémité du barreau est U_0 ,

le voltmètre électronique indique une valeur V_0 maxima,

le barreau étant alors excité à la résonance.

Réglons la valeur de la force excitatrice de façon que :

$$\frac{V_0}{V} = \frac{U_0}{U} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

d'après (9) et (10) nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega_0^2\omega^2}{4\alpha\omega_0^2\omega^2} &= 2 \\ \omega^4 - 2\omega_0^2\omega^2(1 + 2\alpha^2) + \omega_0^4 &= 0 \\ (\omega' - \omega'')^2 &= 4\alpha^2\omega_0^2 \end{aligned}$$

d'où :

$$2\alpha\omega_0 = \omega' - \omega''.$$

ω' et ω'' sont des pulsations supérieure et inférieure à la pulsation de résonance, et telles que les vitesses de l'extrémité du barreau qu'elles déterminent à la vitesse U_0 à la résonance soient dans le rapport $1/\sqrt{2}$, les conditions de magnétisation, et d'excitation restant identiques.

$$\text{Posons : } \omega' = \omega_0 + \Delta\omega' \quad \text{et} \quad \omega'' = \omega_0 - \Delta\omega''$$

$$2\alpha\omega_0 = \Delta\omega' + \Delta\omega''$$

somme des écarts de pulsation de part et d'autre de la pulsation de résonance que nous mesurons.

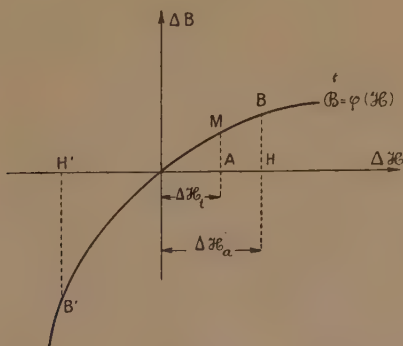
La somme $\Delta\omega' + \Delta\omega''$ est d'autant plus faible que la courbe de résonance est plus aiguë ; l'amortissement du barreau est faible et α est petit.

Or, dans la pratique, lorsque l'amortissement est faible, on dit que l'acuité de résonance est grande.

Cette façon de s'exprimer est erronée puisque, dans ce cas, l'acuité de résonance α est faible.

L'étude expérimentale fera intervenir souvent la mesure de α ; dans les considérations qui suivront, nous respecterons le sens théorique de l'acuité de résonance.

25. Calcul de l'amplitude ΔB_a de l'induction alternative de fréquence N. — Nous imposons un courant sinusoïdal de pulsation, ω d'amplitude I, dans la bobine excitatrice.



Il en résulte un *champ longitudinal, sinusoïdal* et une *induction périodique du barreau*, de pulsation ω mais *non sinusoïdale*.

En l'absence d'hystérésis magnétique, l'induction est une fonction uniforme du champ magnétique ; elle a donc pour expression :

$$\Delta B_a = f(\Delta H_a \sin \omega t)$$

fonction périodique de la forme :

$$\Delta B_a = \Delta B_0 + \Delta B_1 \sin \omega t + \Delta B'_1 \cos \omega t + \Delta B'_2 \sin 2\omega t + \dots$$

Or aux temps t et $\frac{T}{2} - t$: $\Delta H\left(\frac{T}{2} - t\right) = \Delta H(t)$ même abscisse $\overline{M_0 A}$

d'où :

$$\Delta B_a\left(\frac{T}{2} - t\right) = \Delta B_a(t) = \overline{AM}$$

ce qui implique l'absence des termes en : $\cos \omega t$, $\sin 2\omega t$, $\cos 3\omega t$..., d'où l'expression de la variation alternative de l'induction :

$$\Delta B_a = \Delta B_0 + \Delta B_1 \sin \omega t + \Delta B_2 \cos 2\omega t + \Delta B_3 \sin 3\omega t \dots \quad (14)$$

Au voisinage du point M_0 de la courbe $B = \varphi(H)$ mettons l'équation de cette courbe sous la forme :

$$\Delta B_a = a_1 \Delta H + a_2 (\Delta H)^2 + a_3 (\Delta H)^3 \dots \quad (15)$$

en nous limitant à un certain nombre de termes.

La variation du champ exciteur est sinusoïdale par le réglage à la résonance des circuits excitateurs :

$$\Delta H = \Delta H_a \sin \omega t$$

d'où :

$$\Delta B_a = a_1 \Delta H_a \sin \omega t + a_2 (\Delta H_a)^2 \sin^2 \omega t + a_3 (\Delta H_a)^3 \sin^3 \omega t \dots \quad (16)$$

posons : $a_1 \Delta H_a = a'$, $a_2 \Delta H_a^2 = a''$, $a_3 (\Delta H_a)^3 = a'''$, ...

$$\Delta B_a = a' \sin \omega t + a'' \sin^2 \omega t + a''' \sin^3 \omega t + \dots \quad (17)$$

pour :

$$\begin{aligned} \omega t &= \frac{\pi}{2} + 2K\pi & \Delta B &= \overline{HB} \sin \omega t = I \\ \omega t &= 3\frac{\pi}{2} + 2K\pi & \Delta B &= \overline{H'B'} \sin \omega t = -I \end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned} \overline{HB} &= a' + a'' + a''' + a^{IV} + a^V + a^{VI} + \dots \\ \overline{H'B'} &= -a' + a'' - a''' + a^{IV} - a^V + a^{VI} - a^{VII} + \dots \end{aligned}$$

d'où :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\overline{HB} + \overline{H'B'}}{2} &= a'' + a^{IV} + a^{VI} \\ \frac{\overline{HB} - \overline{H'B'}}{2} - a' &= a''' + a^V + a^{VII} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

si nous limitons le développement de ΔB_a aux 7 premiers termes.

Pour une amplitude ΔH_a du champ sinusoïdal exciteur, mesurons sur la courbe $B = \varphi(H)$ les ordonnées $\overline{HB}$ et $\overline{H'B'}$.

Nous pouvons admettre, d'autre part, que a' n'est autre que le dB , pour $\Delta H = \Delta H_a$ pris sur la tangente à la courbe au point M, autrement dit, posons :

$$a_1 = \left(\frac{d\varphi}{dH} \right) M_0. \quad (19)$$

Les équations (18) permettent le calcul des coefficients $a_2, a_3, \dots$ du développement en série (16).

Elles peuvent s'écrire en tenant compte de (17) :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\overline{HB} + \overline{H'B'}}{2} &= (\Delta H_a)^2 a_2 + (\Delta H_a)^4 a_4 + (\Delta H_a)^6 a_6 \\ \frac{\overline{HB} - \overline{H'B'}}{2} - \Delta H_a \left(\frac{d\varphi}{dH_a} \right) &= (\Delta H_a)^3 a_3 + (\Delta H_a)^5 a_5 + (\Delta H_a)^7 a_7 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Nous mesurons donc :

$$\overline{HB}, \quad \overline{H'B'}, \quad \Delta H_a \left(\frac{d\varphi}{dH} \right) M_0$$

pour trois valeurs de l'amplitude du champ sinusoïdal ΔH_a ; nous obtenons un système de 6 équations linéaires à 6 inconnues d'où :

$$a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, a_7.$$

Calcul des ΔB_i de l'équation (14). — Passons de l'équation (16) à l'équation (14), nous avons posé :

$$a' = a_1 \Delta H_a, \quad a'' = a_2 (\Delta H_a)^2.$$

ΔH_a étant l'amplitude du champ alternatif imposé :

$$a' \sin \omega t = a' \sin \omega t.$$

On a :

$$\begin{aligned} a'' \sin 2\omega t &= \frac{a''}{2} (1 - \cos 2\omega t) \\ a''' \sin 3\omega t &= \frac{a'''}{4} (3 \sin \omega t - \frac{1}{4} \sin 3\omega t) \\ a^{IV} \sin 4\omega t &= \frac{a^{IV}}{8} (3 - 4 \cos 2\omega t + \cos 4\omega t) \\ a^V \sin 5\omega t &= \frac{a^V}{16} (10 \sin \omega t - 15 \sin 3\omega t + \sin 5\omega t) \\ a^{VI} \sin 6\omega t &= \frac{a^{VI}}{32} (10 - 15 \cos 2\omega t + 6 \cos 4\omega t - \cos 6\omega t) \\ a^{VII} \sin 7\omega t &= \frac{a^{VII}}{64} (35 \sin \omega t - 21 \sin 3\omega t + 7 \sin 5\omega t - \sin 7\omega t) \end{aligned}$$

d'où l'expression de ΔB_a en remplaçant dans (16) :

$$\begin{aligned}\Delta B = & \frac{a''}{2} + \frac{3}{8} a^{IV} + \frac{10}{32} a^{VI} + \left(a' + \frac{3}{4} a''' + \frac{10}{16} a^V + \frac{35}{64} a^{VII} \right) \sin \omega t \\ & - \left(\frac{a''}{2} + \frac{4}{8} a^{IV} + \frac{15}{32} a^{VI} \right) \cos 2\omega t - \left(\frac{a'''}{4} + \frac{5}{16} a^V + \frac{21}{64} a^{VII} \right) \sin 3\omega t \\ & + \left(\frac{1}{8} a^{IV} + \frac{6}{32} a^{VI} \right) \cos 4\omega t + \left(\frac{1}{16} a^V + \frac{7}{64} a^{VII} \right) \sin 5\omega t \\ & - \left(\frac{1}{32} a^{VI} \right) \cos 6\omega t - \left(\frac{1}{64} a^{VII} \right) \sin 7\omega t.\end{aligned}$$

Par suite :

$$\left. \begin{aligned}\Delta B_0 &= \frac{a''}{2} + \frac{3}{8} a^{IV} + \frac{10}{32} a^{VI} \\ \Delta B_1 &= a' + \frac{3}{4} a''' + \frac{10}{16} a^V + \frac{35}{64} a^{VII} \\ \Delta B_2 &= \frac{a''}{2} + \frac{4}{8} a^{IV} + \frac{15}{32} a^{VI}\end{aligned} \right\} \quad (21)$$

MÉTHODE GRAPHIQUE APPROCHÉE

La courbe $B = \varphi(H)$ étant établie par les mesures d'induction, les formules (21) permettent le calcul de la variation ΔB_0 de l'induction statique B ;

l'amplitude ΔB_1 de l'induction alternative de pulsation ω ;

l'amplitude ΔB_2 de l'induction alternative de pulsation 2ω ;

la variation de l'induction, en fonction de la variation $\Delta H = \Delta H_a$ du champ excitateur, étant limitée à 7 termes.

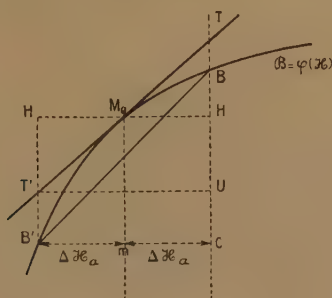
Le plus souvent, surtout si le point de fonctionnement se situe pour l'induction moyenne dans la partie courbe de la courbe $B = \varphi(H)$ et à plus forte raison pour les valeurs plus élevées de cette induction, le développement peut être limité aux trois premiers termes.

Ainsi pour les barreaux à 36 o/o de nickel qui nous servent de test, au point de fonctionnement $H_c = 200$ œrstedes, $B_c = 8830$ gauss, le tableau suivant fournit : ΔB_0 , ΔB_1 , ΔB_2 , pour des amplitudes ΔH_a de 5,5, 16,5, 49,5, 66 œrstedes du champ excitateur.

Le développement en série de $B = \varphi(H)$ étant limité à 3 ou 7 termes.

Nombre de termes	ΔH_a	5,5	16,5	49,5	66
3	ΔB_0	— 1,3	— 12	— 113	— 216
	ΔB_1	69	211	730	1 060
	ΔB_2	1,3	12	116	225
7	ΔB_0	— 1,3	— 12	— 115	— 215
	ΔB_1	69	212	725	1 013
	ΔB_2	1,3	12	118	223

L'expérience montre que les phénomènes dynamiques les plus intéressants correspondent à une induction moyenne située dans la partie courbe et au delà; une construction géométrique très simple fournit les valeurs de ΔB_0 et de ΔB_1 .



D'après (21) $\Delta B_1 = \alpha' + \frac{3}{4} \alpha'''$, or $\alpha'' = \left| \frac{d\varphi}{dH} \right|_{M_0} \Delta H_a = \frac{\overline{UT}}{2}$

de (20) : $\frac{\overline{HB} - \overline{H'B'}}{2} = \alpha' + \alpha''' \quad \text{et} \quad \overline{HB} - \overline{H'B'} = \overline{CB}$

par suite :

$$\Delta B_1 = \frac{\overline{UT}}{2} + \frac{3}{4} \frac{\overline{CB}}{2} - \frac{\overline{UT}}{2} = \frac{3\overline{CB} + \overline{UT}}{8}$$

$\overline{CB}$ et $\overline{UT}$ sont mesurés sur la courbe à grande échelle $B = \varphi(H)$ pour un ΔH_a donné d'où ΔB_1 ; quant à ΔB_0 on a $\Delta B_0 = \frac{\overline{HB} + \overline{H'B'}}{4} - \frac{\alpha''}{2}$.

26. Oscillations du barreau sous l'influence d'un courant sinusoïdal inducteur de pulsation ω . — L'effet d'un courant sinusoïdal inducteur de pulsation ω se traduit par une variation de l'induction du barreau donnée par l'équation (14); les coefficients des termes harmoniques étant calculables à partir des équations (21).

A l'induction statique B_c du barreau issue du champ H_c magnétisant imposé, s'ajoute la variation ΔB_0 issue du champ exciteur H_a . L'induction totale statique prend alors la valeur $B_0 = B_c + \Delta B_0$ que nous appelons *induction moyenne*.

D'après (7), le barreau est soumis à un ensemble de forces excatrices :

$$\Delta F = K \frac{df}{dB} (\Delta B_1 \sin \omega t + \Delta B_2 \sin 2\omega t + \Delta B_3 \sin 3\omega t + \dots)$$

avec :

$$\frac{\Delta l}{l} 10^6 = f(B)$$

courbe striction-induction.

Si la pulsation est égale à la pulsation propre ω_0 du barreau, tout se passe comme si le barreau était soumis à la seule force :

$$K \frac{df}{dB} \Delta B_1 \sin \omega_0 t,$$

l'amplitude de la vitesse de l'extrémité du barreau a pour valeur d'après (11) :

$$U_1 = \frac{K}{m} \frac{df}{dB} \frac{\Delta B_1}{2\alpha\omega_0}.$$

L'amplitude des vitesses résultante des oscillations forcées dues aux différents harmoniques de la fréquence propre est parfaitement négligeable devant U_1 étant donné l'acuité de résonance des barreaux Fe-Ni vibrant librement dans l'air.

Des forces excitatrices de pulsation égale ou très voisine à la pulsation de résonance du barreau sont seules capables d'entretenir les oscillations du barreau.

Pour une pulsation du courant excitateur moitié de la pulsation propre du barreau, la force excitatrice issue de l'induction $\Delta B_2 \cos 2 \frac{\omega_0 t}{2}$ est prépondérante quant à ses effets, l'amplitude de la vitesse de l'extrémité du barreau est alors $U_2 = \frac{K}{m} \frac{df}{dB_0} \frac{\Delta B_2}{2\alpha \frac{\omega_0}{2}}$.

L'expérience nous montre que, pour des courants excitateurs de même amplitude mais de pulsations $\omega_0, \frac{\omega_0}{2}, \frac{\omega_0}{3}, \dots$, les amplitudes de la vitesse U_1, U_2, U_3 sont proportionnelles à $\Delta B_1, \Delta B_2, \Delta B_3$.

27. Calcul de la masse fictive m d'un barreau. — La vitesse de l'extrémité du barreau est d'après la formule 11 :

$$U = \frac{Es}{m} 10^{-6} \frac{df}{dB} \frac{1}{2\alpha\omega_0} \Delta B_1.$$

Le barreau vibrant en demi-onde à la fréquence N ,

$$V = 2Nl \quad \text{et} \quad E = 4N^2 \cdot l^2 \cdot \rho$$

De plus (§ 24) $2\alpha\omega_0 = \Delta\omega' + \Delta\omega'' = 2\pi(\Delta N' + \Delta N'')$, enfin remplaçant $\frac{df}{dB}$ par sa valeur issue de la relation empirique établie dans l'étude des phénomènes statiques, soit :

$$\frac{\Delta l}{l} 10^6 = f(B) = \left(\frac{B}{B_0} \right)^\lambda$$

et $\mathcal{M}$ étant la masse du barreau, nous obtenons pour U :

$$U = 2 \cdot 10^{-6} \frac{\mathcal{M} l}{\pi m} \frac{N^2}{\Delta N' + \Delta N''} \lambda \frac{B^{\lambda-1}}{B_0^\lambda} \Delta B_1 \quad (22)$$

à la résonance, l'amplitude des vibrations de l'extrémité du barreau

est :
$$A = \frac{U}{2\pi N}.$$

D'où la valeur de la masse fictive m en fonction des données expérimentales :

$$m = 10^{-6} \frac{9\kappa l}{\pi^2 A} \frac{N}{\Delta N' + \Delta N''} \lambda \frac{B^\lambda - 1}{B_0^\lambda} \Delta B_1. \quad (23)$$

CHAPITRE II

Analyse des résultats des mesures dynamiques.

ÉTUDE PARTICULIÈRE DU BARREAU A 36,16 0/0 DE NICKEL

Ce barreau est celui qui, toutes choses égales d'ailleurs, présente les phénomènes dynamiques les plus accusés ; de plus ses courbes de striction statique et d'induction sont pratiquement sans hystérésis ; la striction est donc une fonction uniforme de l'induction.

I. — Valeur relative des amplitudes des oscillations de l'extrémité du barreau.

28. — Amplitude du champ excitateur constante et champ magnétisant variable. — L'amplitude du champ excitateur étant de 11 œersteds, les amplitudes relatives V_0 (§ 23), en fonction du champ magnétisant, des vitesses U de l'extrémité du barreau à 36 0/0 sont :

H_c magnétisant . .	0	30	60	90	120	150	180
V_0	2	4	21	35	54	115	160
H_c magnétisant . .	210	255	300	450	600	750	
V_0	225	240	210	140	120	102	

Il existe donc un champ magnétisant optimum, ici de 250 œersteds environ, pour lequel l'amplitude des vitesses du barreau, passe par un maximum qui, sans être critique, est cependant assez prononcé (fig. 13).

Dans les appareils déjà réalisés industriellement pour les sondages, les communications sous-marines..., l'aimantation préalable est assurée par le magnétisme rémanent, le courant permanent d'anode, ou un courant continu auxiliaire.

Cette aimantation est destinée à « éviter le doublage de fréquence »,

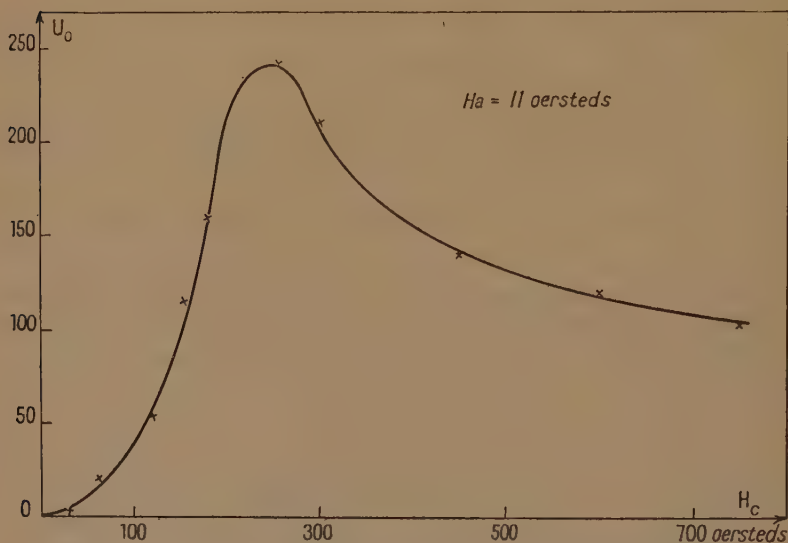


Fig. 13. — Amplitude des vitesses de l'extrémité du barreau.

à « provoquer une contraction préalable » (dans le cas du nickel pur).

Nous montrons par ces mesures la véritable raison de cette aimantation permanente : *réaliser l'induction statique permettant le rendement maximum.*

Le champ magnétisant, réalisant cette induction, est assez élevé : supérieur à 100 œersteds, comme nous le verrons par la suite, pour la généralité des alliages de nickel ; il est de 250 œersteds pour le barreau à 36 o/o que nous examinons ici.

Le magnétisme rémanent étant trop faible, pour les alliages au nickel, il est nécessaire de créer le champ magnétisant optimum.

1° CRÉATION DU CHAMP MAGNÉTISANT PAR COURANT D'ANODE. — Avec notre station de 400 watts (tension anodique de 1500 volts, bobine

excitatrice de 110 œersteds par ampère) il faudrait un courant anodique supérieur à 2 ampères, nécessitant une puissance de 3 kilowatts, abaissant le rendement et détruisant les lampes émettrices.

La self de la bobine excitatrice est limitée par les fréquences à émettre. La bobine de nos expériences à une valeur de self proche du maximum pour les fréquences utilisées de l'ordre de 20 000 pps ; on ne peut songer à augmenter le nombre de ses ampères-tours.

La magnétisation par courant d'anode est une solution impraticable en général ; elle ne peut guère convenir que pour l'émission de fréquences très basses, la présence d'une haute tension à l'extérieur de l'oscillateur constituant un danger.

2° CRÉATION DU CHAMP MAGNÉTISANT PAR COURANT AUXILIAIRE. — a) *A travers la bobine excitatrice seule.* — Le courant exciteur est alors assez élevé, de l'ordre de 2 ampères, pour l'émission d'ultrasons.

Il est nécessaire de disposer des selfs de choc, empêchant le courant d'excitation de se fermer sur le générateur de courant continu. La résistance de ces selfs conduit à une dissipation notable de l'énergie continue.

Enfin, un courant de 2 ampères dans la bobine excitatrice crée un échauffement important pour un fonctionnement prolongé.

Nos expériences ont montré que pour la généralité des alliages de fer-nickel, le rendement décroît très sensiblement lorsque la température des barreaux croît au delà de 50°.

b) *A travers un enroulement auxiliaire.* — Alors que les fréquences émises limitent la self de l'enroulement exciteur, celle d'un enroulement magnétisant indépendant n'est limitée que par des raisons d'encombrement.

L'enroulement magnétisant peut donc mieux être adapté à la tension continue disponible ; l'énergie continue perdue dans les selfs de choc est ainsi considérablement diminuée.

Nous utilisons un enroulement auxiliaire, en série avec l'enroulement exciteur réduisant ainsi au minimum la bobine magnétisante supplémentaire.

29. Champ magnétisant H_c constant et amplitude du champ exciteur variable. — Les amplitudes H_a du champ exciteur sont inférieures à 50 œersteds.

Soit H_c le champ magnétisant et B_c l'induction correspondante.

Pour chaque valeur du champ exciteur, calculons ΔB_0 et ΔB_1 suivant la méthode exposée (§ 25-26).

Les amplitudes relatives V_0 des vitesses U de l'extrémité du barreau sont alors :

H_c	B_c	H_a	ΔB_0	$B_0 = B_c + \Delta B_0$	ΔB_1	V_0	$V_0/\Delta B_1$
180	8 720	11	— 6	8 714	196	160	0,81
		22	— 26	8 698	396	300	0,76
		33	— 56	8 664	603	440	0,73
		44	— 85	8 635	835	590	0,71
210	8 960	11	— 4	8 956	145	225	1,56
		22	— 17	8 943	275	430	1,56
		33	— 37	8 923	398	610	1,53
		44	— 72	8 888	547	820	1,50
255	9 370	11	— 0	9 370	86	240	2,79
		22	— 5	9 365	173	450	2,6
		33	— 12	9 358	260	660	2,54
		44	— 20	9 350	350	870	2,5
300	9 680	11	—	9 680	60	210	3,5
		22	— 3,7	9 676	132	395	3
		33	— 18,4	9 672	198	580	2,92
		44	— 15	9 665	264	790	3
450	10 360	11	—	10 360	42	140	3,38
		22	— 1	10 360	80	260	3,25
		33	— 6,5	10 354	122	385	3,15
		44	— 12	10 348	163	480	2,94

Ces résultats sont représentés graphiquement (fig. 14).

La relation entre l'amplitude relative U_0 des vitesses de l'extrémité du barreau et l'amplitude ΔB_1 de l'induction sinusoïdale est représentée par :

— les courbes en pointillé pour un champ exciteur H_a constant et un champ magnétisant variable,

— les courbes en trait plein pour un champ magnétisant H_c constant et un champ exciteur H_a variable.

Les courbes à champ exciteur d'amplitude constante passent par un maximum pour un champ magnétisant de 250 œersteds environ, résultat déjà mis en évidence au § 28; mais, nous voyons de plus que cette valeur est constante quelle que soit la valeur du champ exciteur (dans la limite de nos expériences) : les maxima des courbes à champ exciteur d'amplitude constante sont alignés (fig. 14).

A champ magnétisant H_c constant, supérieur à 150 œrstedes c'est-à-dire, pour une induction statique B_c supérieure à 6000 gauss, le rapport $\frac{V_0}{\Delta B_1}$ des vitesses relatives de l'extrémité du barreau, à l'amplitude de l'induction sinusoïdale, est *pratiquement constant* pour toutes les valeurs du champ exciteur que nous pouvons réaliser; ce rapport tend cependant à décroître légèrement lorsque l'excitation est supérieure à 22 œrstedes.

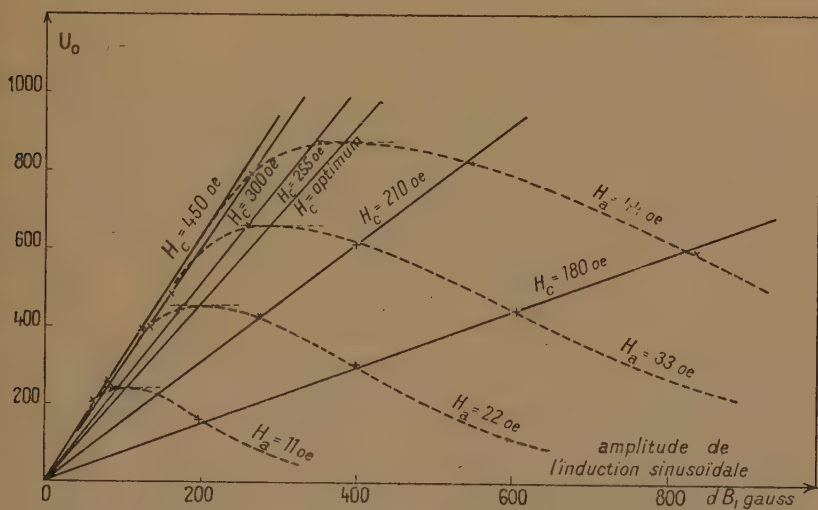


Fig. 14. — Amplitude des vitesses de l'extrémité du barreau.

30. Expérience et théorie. — La théorie exposée aux §§ 22 et 23 suppose qu'une masse fictive m est soumise à une force de rappel proportionnelle à l'élongation, à une force de frottement proportionnelle à la vitesse, et à une force d'entretien sinusoïdale.

D'où, à la résonance, la relation (13) :

$$\frac{V_0}{\Delta B_1} = \frac{K}{m} \frac{df}{dB} \frac{df}{2\alpha\omega_0}.$$

K ne dépend que des constantes élastiques et des dimensions du barreau (§ 23).

Les facteurs : $\frac{V_0}{\Delta B_1}$; $\frac{df}{dB}$; $2\alpha\omega_0$ sont des quantités mesurables, fonction des deux variables : champ magnétisant, champ exciteur.

Nous nous proposons d'étudier les variations relatives de la masse fictive m :

a) à champ magnétisant constant, en fonction des variations de l'amplitude du champ exciteur;

b) à champ exciteur constant, en fonction des variations du champ magnétisant.

Calculons donc les variations relatives de chacun des termes $\frac{V_0}{\Delta B_1}$, $\frac{df}{dB}$, $2\alpha\omega_0$ dans les deux cas a) et b) et portons ces valeurs dans l'expression :

$$\frac{dm}{m} = - \frac{d\left(\frac{V_0}{\Delta B_1}\right)}{\frac{V_0}{\Delta B_1}} + \frac{d\left(\frac{df}{dB}\right)}{\frac{df}{dB}} - \frac{d(2\alpha\omega_0)}{2\alpha\omega_0}.$$

a) *Champ magnétisant constant et champ exciteur d'amplitude variant de 11 à 44 œersteds.* — Effectuons les calculs pour un champ magnétisant de 300 œersteds, par exemple.

1° *Variation relative de $\frac{V_0}{\Delta B_1}$ du tableau du § 29.*

$$\frac{d\left(\frac{V_0}{\Delta B_1}\right)}{\frac{V_0}{\Delta B_1}} = \frac{3-3,5}{3,25} = -\frac{1}{6}.$$

2° *Variation relative de $\frac{df}{dB}$.* — Si nous adoptons l'équation empirique $\frac{\Delta I}{I} 10^6 = \left(\frac{B}{B_0}\right)^\lambda = f(B)$ et les valeurs : $\lambda = 2,8$, $B_0 = 4\,300$ gauss pour ce barreau :

$$\frac{df}{dB} = \frac{2,8}{(4\,300)} 2,8 B^{1,8} = y. \quad (\S 17)$$

A l'induction statique B_c constante déterminée par le champ magnétisant H_c , s'ajoute l'induction ΔB_0 (§ 25) terme constant de l'induction alternative ΔB_a .

Pour le champ H_c de 300 œersteds (tableau § 29) :

$$B_c = 9\,680 \text{ gauss} \quad \Delta B_0 (\text{maxima}) = -15 \text{ gauss}$$

d'où :

$$\frac{dy}{y} = 1,8 \frac{dB}{B} = -1,8 \frac{15}{9\,680} = -\frac{1}{350}$$

variation parfaitement négligeable.

3° *Variation relative de $2\alpha\omega_0$:*

$$2\alpha\omega_0 = \Delta\omega' + \Delta\omega'' = 2\pi(\Delta N' + \Delta N'') \quad (\S 24)$$

où $\Delta N' + \Delta N''$ est la somme des écarts absolus de fréquence de résonance, tels que les amplitudes des vitesses U de l'extrémité du barreau soient dans le rapport $1/\sqrt{2}$ avec la vitesse U_0 à la résonance.

Pour le champ magnétisant de 300 œersteds, le tableau suivant

donne les valeurs moyennes expérimentales de $\Delta N' + \Delta N''$ en fonction de l'amplitude du champ excitateur :

H_a	11	22	33	44 œersteds
$\Delta N' + \Delta N''$	17	18	19	21 pps

d'où :

$$\frac{d\alpha\omega_0}{2\alpha\omega_0} = \frac{21-17}{18} = \frac{1}{5}.$$

4° *Variation relative de m.* — Les résultats précédents nous permettent le calcul :

$$\frac{dm}{m} = +\frac{1}{6} - \frac{1}{350} - \frac{1}{5}$$

variation nulle si l'on tient compte des erreurs d'expériences.

La masse fictive m doit donc être constante pour un champ magnétisant constant et dans les limites expérimentales de la variation d'amplitude du champ excitateur.

b) *Champ excitateur d'amplitude constante et champ magnétisant variable.* — Prenons par exemple 11 œersteds comme amplitude du champ excitateur, le champ magnétisant variant de 180 à 450 œersteds.

1° *Variation relative de $\frac{V_0}{\Delta B_1}$ du tableau § 29 :*

$$\frac{d\left(\frac{V_0}{\Delta B_1}\right)}{\frac{V_0}{\Delta B_1}} = \frac{3,38 - 0,81}{2,1} = \frac{6}{5}.$$

2° *Variation relative de $\frac{df}{dB}$.* — Au moyen de l'expression établie à ce paragraphe :

$$\frac{df}{dB} = \frac{2,8}{(4\ 300)} 2,8 B^{1,8}$$

calculons la variation relative de $\frac{df}{dB}$ pour les valeurs :

$B = 8\ 720$ gauss correspondant au champ H_c de 180 œersteds

$B = 10\ 360$ gauss correspondant au champ H_c de 450 œersteds

$$\frac{d\left(\frac{df}{dB}\right)}{\frac{df}{dB}} = \frac{-4,931 + 6,724}{5,83} = \frac{1}{3}.$$

3° *Variation relative de $2\alpha\omega_0$.* — Pour le champ excitateur d'amplitude 11 œersteds le tableau suivant donne les valeurs expérimentales moyennes de $\Delta N' + \Delta N''$ pour les champs magnétisants compris entre 180 et 450 œersteds :

H_c	180	210	255	300	450 œersteds
$\Delta N' + \Delta N''$	29	25	22	17	15 pps

Reprenant la formule du § 24 :

$$2\alpha\omega_0 = \Delta\omega' + \Delta\omega'' = 2\pi(\Delta N' + \Delta N'')$$

$$\frac{d2\alpha\omega_0}{2\alpha\omega_0} = \frac{15-29}{22} = -\frac{2}{3}.$$

4° *Variation relative de m.* — Les résultats précédents permettent le calcul :

$$\frac{dm}{m} = -\frac{6}{5} + \frac{1}{3} + \frac{2}{3} = -\frac{1}{5}.$$

Même en admettant des erreurs d'expériences, la variation relative de m est telle que nous ne pouvons considérer sa valeur comme indépendante de celle du champ magnétisant.

30 bis. *Etude de la masse fictive m.* — Rappelons la formule (23) au § 27 :

$$m = 10^{-6} \frac{\mathcal{M}l}{\pi^2 A} \frac{N}{\Delta N' + \Delta N''} \lambda \frac{B^{\lambda-1}}{B_0^\lambda} \Delta B_1.$$

Pour le barreau à 36 o/o de nickel :

$$\mathcal{M} = 80 \text{ g.} \quad l = 12,25 \text{ cm.} \quad \lambda = 2,8 \quad B_0 = 4\,300 \text{ gauss.}$$

La mesure des amplitudes A a été effectuée au moyen du palpeur (décrit aux § 7 et 11 bis) pour des champs magnétisants de 180, 210, 255, 300 et 450 oersteds et des amplitudes de champ exciteur de 11, 22, 33 et 44 oersteds.

a) *Champ magnétisant constant* et champ exciteur variable. — Le tableau donne, dans le cas où

$$H_c = 210 \text{ oersteds,} \quad B_c = 8960 \text{ gauss,} \quad N = 17\,250 \text{ pps}$$

les valeurs de l'amplitude absolue A des vibrations de l'extrémité du barreau, de $\Delta N' + \Delta N''$, de ΔB_1 et de la masse m calculée.

H_c . . .	11	22	33	44	oersteds
A . . .	6,5	12	17	22	cm. 10^{-4}
$\Delta N' + \Delta N''$.	25,5	26	27	28	pps
ΔB_1 . . .	145	275	398	547	gauss
m calculée.	35,3	35,2	34,6	35,4	g.

Aux erreurs d'expériences près, la masse fictive m a une valeur indépendante de celle de l'amplitude du champ exciteur, dans les limites des conditions expérimentales.

b) *Champ exciteur d'amplitude constante* et champ magnétisant variable. — Prenons l'exemple où l'amplitude du champ exciteur est de 11 œersteds.

Le tableau suivant donne, pour les différentes valeurs du champ magnétisant H_c , celles de l'amplitude absolue A mesurée des vibrations du barreau, de $\Delta N' + \Delta N''$, de l'induction sinusoïdale ΔB_1 , de l'induction statique B_c , de la fréquence de résonance N et de la masse fictive m calculée :

H_c . . .	180	210	255	300	450	œersteds
A . . .	4,5	6,5	7	6	4	cm. 10^{-4}
$\Delta N' + \Delta N''$	29	25,5	22	17	15	pps
ΔB_1 . . .	196	145	86	60	42	gauss
B_c . . .	8 720	8 960	9 370	9 680	10 360	gauss
N . . .	17 300	17 250	17 175	17 150	17 100	pps
m calculée.	60	35,2	23	24,2	28	g.

La masse fictive m varie avec le champ magnétisant, sa valeur passe par un minimum pour la valeur de ce champ où l'amplitude A est maxima.

La figure 15 montre que la variation de m est rapide pour les valeurs du champ magnétisant inférieures à la valeur optima de 255 œersteds, plus lente ensuite pour les valeurs supérieures.

31. Variation de la fréquence et de l'amplitude de la vitesse des vibrations de l'extrémité du barreau en fonction de la température. — Les mesures en magnétostriction statique exigent une stabilité de température de l'ordre de 1/100 de degré. Nous avons montré comment ce résultat avait été atteint pour des températures voisines de celles du laboratoire.

Dans les expériences de magnétostriction dynamique, il est difficile, même pour des mesures rapides et avec le dispositif de refroidisse-

ment à air soufflé, d'éviter un échauffement de barreaux de 3° à 4° pendant une mesure.

Ce paragraphe a pour objet l'étude des erreurs commises sur les mesures des quantités variant le plus avec la température, telles la fréquence N et l'amplitude relative V_0 de la vitesse.

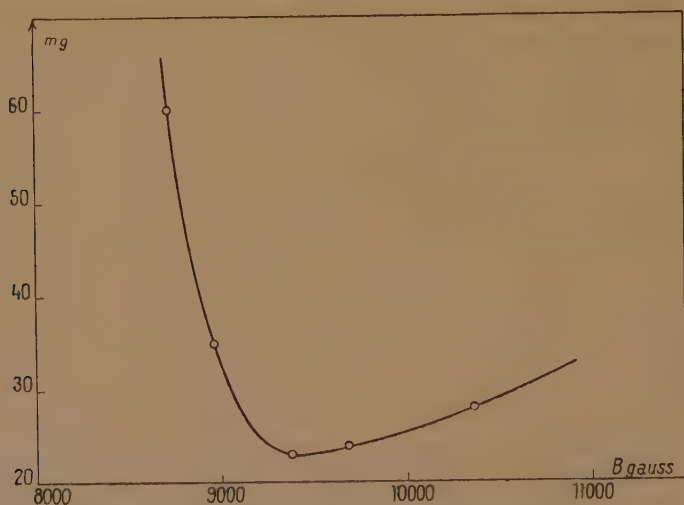


Fig. 15. — Variation de la masse fictive m en fonction de l'induction du barreau.

Le tableau suivant donne les valeurs de V_0 et de ΔN pour un champ magnétisant de 250 œrstedes et un champ excitateur d'amplitude 11 œrstedes, pour différentes valeurs de la température du barreau :

t°	20	40	55	65	75
V_0	240	260	275	250	220
N	0	20	40	10	5

Pour un écart de température de 4° entre 20° et 40°.

Variation relative de $V_0 = \frac{260 - 240}{250} \times \frac{4}{20}$ inférieure à 2 o/o.

Variation relative de $N = \frac{20}{17\ 175} \times \frac{4}{20}$ infime.

($N_0 = 17\ 175$).

Nous légitimons ainsi la valeur des mesures en magnétostriction dynamique malgré le léger échauffement inévitable au cours d'une mesure.

31. Conclusions de l'étude de la magnétostriction dynamique pour un même barreau. — 1° Il existe un champ magnétisant optimum pour lequel, à champ exciteateur constant, les amplitudes des vitesses de l'extrémité du barreau (donc des amplitudes) passe par un maximum.

2° A champ magnétisant constant, ces amplitudes sont sensiblement proportionnelles aux amplitudes de l'induction sinusoïdale.

3° Dans les limites expérimentales, la masse fictive m chargeant l'extrémité du barreau est une fonction de l'induction de ce barreau et indépendante de l'amplitude de l'excitation.

4° Les petites variations de température du barreau sont sans influence sur les mesures de la fréquence et de la vitesse des vibrations.

5° Ces expériences étendues aux autres barreaux ont montré que ces conclusions étaient valables pour tous.

ETUDES GÉNÉRALES DES BARREAUX

32. Caractères communs. — Tous les autres barreaux ont été étudiés comme le barreau à 36 o/o de nickel.

A des degrés différents, ils présentent tous les mêmes caractères :

a) A champ exciteateur d'amplitude constante, il existe un champ magnétisant optimum, pour lequel l'amplitude des vitesses passe par un maximum.

b) A champ magnétisant constant, les amplitudes de la vitesse sont sensiblement proportionnelles aux amplitudes de l'induction sinusoïdales ΔB_1 .

33. Barreaux de même composition ayant subi des traitements thermiques différents. — Quatre barreaux d'invar :

I, Naturel de laminage à chaud refroidi à l'air,

II, Recuit 30 minutes à 850° refroidi à l'eau,

III, Recuit 30 minutes à 850° refroidi à 150° par heure,

IV, Recuit 30 minutes à 1 000° refroidi à 150° par heure,

identiques en longueur et poids, ont été examinés.

H_c étant la valeur du champ magnétisant optimum,

B_c celle de l'induction statique correspondante,

ΔB_1 l'amplitude de l'induction alternative sinusoïdale pour un champ exciteateur d'amplitude constante égale à 11 œersteds.

Le tableau suivant donne les valeurs de la vitesse relative V_0 ; de l'extrémité du barreau, ainsi que $\Delta N' + \Delta N''$.

N° du barreau .	II	I	III	IV
H_c	255	255	255	255
B_c	10 060	10 180	10 080	9 930
ΔB_1	116	95	80	94
V_0	385	290	260	190
$\Delta N' + \Delta N''$. .	26	30	34	44

N° des barreaux.	II	I	III	IV
Constante d'induction B_0 . . .	4 370	4 300	4 470	4 450
Induction statique B_c	10 060	10 180	10 080	9 930
Exposant statique λ	2,8	2,8	2,8	2,8
Fréquence de résonance N . .	17 000	16 900	16 700	16 600
Amortissement $\Delta N' + \Delta N''$. .	26	30	32	44
Poids en g. $\mathcal{M}$	77	79	79,2	78,8
Longueur en cm. l	12,3	12,3	12,3	12,3
Amplitude de l'induction ΔB_1 .	116	95	80	94
Amplitude de la vibration en cm. 10^{-4}	9	6,8	6,1	4,5
m calculée en g.	23,3	23,5	21,8	22,5

Ces barreaux sont classés par ordre de trempe décroissante, nous voyons que :

La valeur du champ magnétisant optimum H_c est indépendante du traitement thermique.

La vitesse V_0 de l'extrémité du barreau décroît avec la trempe.

Au point de vue pratique, la trempe augmente donc le rendement d'émetteurs de vibrations par magnétostriction.

Calcul de la valeur de la masse fictive m . — Au moyen de la formule (23) du § 27, les données expérimentales contenues dans le tableau ci-contre permettent de calculer m .

A composition constante la masse fictive est indépendante du traitement thermique.

34. Barreaux de teneur en nickel différente. — Huit barreaux de teneur en nickel comprise entre 30 o/o et 100 o/o ont été examinés.

M est leur masse,

l est leur longueur,

B_0 est leur constante d'induction (§ 17),

λ est leur exposant statique (§ 17),

H_c est le champ magnétisant optimum,

B_c est l'induction statique correspondante,

ΔB_1 est l'amplitude de l'induction sinusoïdale pour un champ excitateur d'amplitude constante (ici II),

N est la fréquence de résonance du barreau.

Le tableau suivant donne, en fonction de la teneur en nickel, les valeurs de :

La vitesse relative mesurée V_0 de l'extrémité du barreau.

La somme des écarts de fréquence $\Delta N' + \Delta N''$ (§ 24).

Ni. . . .	30	36	42	47	59	75	84	100
M g. . .	76	80	78,3	80,4	78,6	83,5	80,8	85,80
l cm . . .	12	12,2	12,3	12,23	12,3	12,3	12,2	12,24
B_0 gauss. .	1 250	4 300	4 000	3 000	3 700	4 800	3 300	1 800
λ	2,7	2,8	2,6	2,5	2,4	2,3	1,98	2,93
H_c œ. . . .	90	255	275	300	210	195	180	115
B_c gauss. .	1 850	9 370	11 000	11 720	9 660	7 900	6 950	5 150
ΔB_1 gauss. .	32	86	105	118	161	120	90	59
N pps. . . .	19 600	17 300	17 600	18 200	19 500	20 450	20 900	20 750
V_0	74	240	148	125	64	58	44	34
$\Delta N' + \Delta N''$.	6	23	37	54	36	16	18	75
A 10^{-4} cm .	2	7	4,3	3,6	1,8	1,7	1,3	1
m calculée .	110	23	38	62	120	111	118	230

La valeur moyenne de l'amplitude absolue mesurée A des vibrations de l'extrémité du barreau.

La masse fictive m calculée (formule (23), § 27).

L'amplitude de la vitesse relative V_0 varie régulièrement avec la teneur en nickel et passe par un maximum pour celle de 36 o/o.

La valeur du champ magnétisant optimum (celle pour laquelle l'amplitude des vibrations est maxima, pour la même amplitude du champ exciteur) qui était constante pour les barreaux d'invar, varie ici régulièrement avec la teneur en nickel ; elle passe par un maximum pour l'alliage à 47 o/o.

La variation de la valeur de la masse fictive m présente sensiblement un palier pour les barreaux à 75 o/o et 84 o/o de nickel.

Pour tous les autres barreaux, la valeur de la masse fictive m varie régulièrement et passe par minimum pour le barreau à 36 o/o de nickel.

Ces barreaux sont moins comparables entre eux que les barreaux d'invar qui différeraient par le seul traitement thermique :

Leurs poids s'échelonnent de 76 g. à 85,8 g. lorsque la teneur en nickel croît.

Leur composition en carbone, silicium, manganèse n'est pas constante.

Voici la composition exacte de ces barreaux :

Ni	C	Si	Mn	Fe
28,9	0,04	0,06	0,35	Complément
36,16	0,03	0,02	0,28	»
42,06	0,06	0,33	0,43	»
47,12	0,03	0,30	0,42	»
59,24	0,05	0,04	0,24	»
75,20	0,06	0,35	0,96	»
84,05	0,03	0,08	0,82	»

La valeur de l'amplitude du champ exciteur est seule commune à tous les barreaux ; les champs magnétisants optima sont différents, donc la valeur des inductions statiques correspondantes.

Les conditions d'une comparaison systématique ne sont pas aussi satisfaisantes que pour les barreaux d'invar, différents seulement par le traitement thermique.

Nos résultats ont surtout un intérêt pratique ; ils montrent la supériorité de l'alliage à 36 o/o (et des invars).

Pour un barreau oscillant librement et pour l'induction statique optima, cet alliage permet d'obtenir la plus grande amplitude.

35. Module statique et module dynamique. — La formule (11) de l'étude théorique (§ 22) :

$$U = \frac{Es}{m} 10^{-6} \frac{df}{dB} \frac{1}{2\alpha\omega_0} \Delta B_1$$

remarquant que : $E = 4N^2 l^2 \rho$ le barreau vibrant en demi-onde et $2\alpha\omega_0 = 2\pi(\Delta N' + \Delta N'')$ (§ 24) s'écrit :

$$U = \frac{4N^2 l^2 \rho s}{m} 10^{-6} \frac{df}{dB} \frac{l}{2\pi(\Delta N' + \Delta N'')} \Delta B_1$$

$\mathfrak{M}$ étant la masse du barreau, et l'amplitude A des oscillations de l'extrémité du barreau étant égale à la résonance à $\frac{U}{2\pi N}$ il vient :

$$A = \frac{\mathfrak{M} l}{\pi^2 m} 10^{-6} \frac{df}{dB} \frac{N}{\Delta N' + \Delta N''} \Delta B_1 \text{ formule (23) (§ 27).}$$

Appelons dl_d l'amplitude du cycle dynamique décrit sous l'effet de la variation d'induction dB , c'est-à-dire : $dl_d = A$.

dl_s la variation de longueur en magnétostriction statique d'un barreau de longueur l sous l'effet de la variation d'induction dB .

L'étude statique nous a conduit à :

$$\frac{\Delta l}{l} = 10^{-6} f(B)$$

par suite :

$$\frac{d\Delta l}{l} = 10^{-6} \frac{df}{dB} = \frac{dl_s}{l}$$

car l est dans l'étude statique la variation de longueur sous l'effet de l'induction B d'où :

$$\frac{dl_d}{dB_1} = \frac{\mathfrak{M}}{\pi^2 m} \frac{N}{\Delta N' + \Delta N''} \frac{dl_s}{dB_1}.$$

Cette formule relie la pente $\frac{dl_d}{dB_1}$ du cycle magnétodynamique assimilé à une droite, vu sa petitesse, à la pente $\frac{dl_s}{dB_1}$ de la tangente à la courbe statique de striction-induction au point d'induction B , ou si l'on préfère, le module dynamique $\left(\frac{dB}{dl}\right)_d$ de magnétostriction au module statique $\left(\frac{dB}{dl}\right)_s$.

36. Amplitude dynamique et amplitude statique. — La relation établie au paragraphe précédent :

$$\frac{dl_d}{dB_1} = \frac{\mathfrak{M}}{\pi^2 m} \frac{N}{\Delta N' + \Delta N''} \frac{dl_s}{dB_1}$$

s'écrit :
$$\left(\frac{dl_d}{dl_s}\right)_{dB} = \frac{\mathcal{N}}{\pi^2 m} \frac{N}{\Delta N' + \Delta N''} .$$

Calculons ce rapport d'après les résultats expérimentaux sur les barreaux d'invar (tableau § 33).

Nous obtenons :

N° des barreaux . . .	II	I	III	IV
$\mathcal{N}$ en g.	77	79	79,2	78,8
m en g.	23,3	23,5	21,8	22,5
N pps	17 000	16 900	16 700	16 600
$\Delta N' + \Delta N''$ pps . . .	26	30	32	44
Rapport calculé . . .	216	190	189	132

Le rapport $\left(\frac{dl_d}{dl_s}\right)_{dB}$ est de l'ordre de la centaine. Comme m est de l'ordre de grandeur de la masse effective du barreau, la valeur élevée de ce rapport est due à la faible valeur de l'acuité de résonance qui est proportionnelle à $\Delta N' + \Delta N''$.

Nous retrouvons, dans cet exemple, le résultat pratique du § 33 sur l'avantage de la trempe pour les barreaux d'invar en vue d'obtenir les plus grandes amplitudes.

37. Conclusions de l'étude dynamique. — L'amplitude des vibrations des barreaux géométriquement identiques et oscillant librement est une fonction : de la teneur en nickel, du traitement thermique, de l'induction statique moyenne et de l'amplitude de l'induction sinusoïdale de fréquence égale à celle du barreau.

1° Pour une induction excitatrice d'amplitude constante, l'amplitude des oscillations de tous les barreaux passe par un maximum pour une valeur particulière de l'induction statique.

En fait, les variables pratiques sont les champs excitateurs et magnétisants créant les inductions que nous calculons. Les amplitudes mécaniques, pour un champ exciteur d'amplitude donnée, passent donc par un maximum très accusé pour une valeur optima du

champ magnétisant ; cette valeur est pratiquement indépendante du traitement thermique mais varie avec la teneur en nickel.

2° Pour un même barreau, à induction statique constante, les amplitudes des oscillations dépendent de celles de l'induction sinusoïdale excitatrice.

Le rapport de ces amplitudes mécaniques à celles de l'induction décroît très légèrement quand l'amplitude du champ exciteur croît ; pour de faibles amplitudes du champ exciteur, on peut admettre la proportionnalité.

L'invar est l'alliage qui, toutes choses égales d'ailleurs, présente les amplitudes les plus grandes ; ces dernières croissent avec la trempe. L'invar est bien supérieur au nickel pur, pour un barreau oscillant librement.

3° A la résonance, la pente du cycle magnéto-dynamique est plusieurs centaines de fois celle du cycle magnétostatique.

4° Les différences de traitement thermique pour un même alliage ont une influence négligeable sur les phénomènes de striction statique, alors qu'elles produisent des différences d'effets nettement mesurables dans les phénomènes dynamiques.

5° La masse fictive de notre théorie :

a) à champ magnétisant constant, est indépendante de l'amplitude du champ exciteur ;

b) à champ exciteur d'amplitude constante, est fonction du champ magnétisant ; sa valeur passe par un minimum pour celle du champ magnétisant ou l'amplitude des vibrations passe par un maximum.

38. Application aux générateurs d'ultra-sons. — Les applications de la magnétostriction à la génération des ultra-sons sont bien connues.

Ces générateurs peuvent produire une émission puissante sans différence de potentiel exagérée, pour des fréquences comprises entre 15 000 et 50 000 pps.

A de telles fréquences, la propagation de ces vibrations ultrasonores dans les liquides et les solides est excellente.

Il a été réalisé de véritables « radars » à ultra-son utilisés aux sondages et à la détection des obstacles sous-marins, ainsi qu'à la recherche des défauts dans les pièces métalliques.

En augmentant le rendement de ces émetteurs, il est possible d'obtenir des émissions plus puissantes ou de réaliser des appareils plus réduits.

Outre les formules issues :
de l'étude statique :

$$\frac{\Delta L}{L} 10^6 = \left(\frac{B}{B_0} \right)^\lambda$$

de l'étude dynamique :

$$m = 10^{-6} \frac{\mathcal{M}l}{\pi^2 A} \frac{N}{\Delta N' + \Delta N''} \frac{df}{dB} \Delta B$$

nous avons mis en évidence :

L'existence d'un champ magnétisant optimum déterminant un maximum très accusé des amplitudes des vitesses, donc des amplitudes mécaniques.

La supériorité de l'invar sur les autres alliages de fer-nickel austénitiques, tout au moins dans le cas d'un faible amortissement.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Effet de souffle dans les amplificateurs.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 6 juin 1949.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
A. CHATELET.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN SARRAILH.

